



**fiberware**

---

# **MASTERTHESIS**

---

Herr B. Sc.  
**Philipp Hanke**

## **MODELL ZUR CHARAKTERISIERUNG VON AIR CLAD FASERN MIT HOHER NUMERISCHER APERTUR**

2013





# **MASTERTHESIS**

---

## **MODELL ZUR CHARAKTERISIERUNG VON AIR CLAD FASERN MIT HOHER NUMERISCHER APERTUR**

Autor:

**Philipp Hanke**

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT11w1-M

Erstprüfer:

Prof. Dr.-Ing. habil. H. Döring

Zweitprüfer:

Prof. Dr. rer. nat. G. Kuka

Mittweida, 2013



---

## **Bibliografische Angaben**

Hanke, Philipp: MODELL ZUR CHARAKTERISIERUNG VON AIR CLAD FASERN MIT HOHER NUMERISCHER APERTUR, 73 Seiten, 29 Abbildungen, Hochschule Mittweida (FH), Fakultät Mathematik/Naturwissenschaften/Informatik

Masterthesis, 2013

Satz:  $\text{\LaTeX}$

## **Referat**

In dieser Arbeit werden Air Clad Fasern untersucht, die aufgrund ihres Designs eine wesentlich größere Numerische Apertur gegenüber herkömmlichen Fasern aufweisen. Es wird ein einfaches Modell vorgestellt, mit dem das Fernfeld in Abhängigkeit eines wichtigen Designparameters, der Stegbreite, vorhergesagt werden kann. Unter Verwendung des Modells wurde ein Programm geschrieben, dass diese Vorhersage ermöglicht. Die Abhängigkeit des Fernfelds von der Wellen- und Faserlänge wurde für verschiedenen Air Clad Fasern experimentell bestimmt und mit der theoretischen Vorhersage verglichen.



# I. Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>II</b>
<b>Formelzeichen</b>	<b>III</b>
<b>Danksagung</b>	<b>IV</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Aufgabenstellung . . . . .	2
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Numerische Apertur . . . . .	3
2.2 Aufbau und Design einer Air Clad Faser . . . . .	3
2.3 Wellenausbreitung in einem Filmwellenleiter . . . . .	4
2.4 Designparameter als Einflussfaktoren für die Numerische Apertur . . . . .	11
<b>3 Modellierung</b>	<b>17</b>
3.1 Anwendung des Filmwellenleitermodells auf die Air Clad Faser zur Berechnung der Numerischen Apertur . . . . .	17
3.2 Abhängigkeit des Fernfelds von der Steganzahl . . . . .	20
<b>4 Experimentelle Durchführung</b>	<b>21</b>
4.1 Messaufbau zur Bestimmung der Numerischen Apertur . . . . .	21
4.2 Faserpräparation . . . . .	22
4.3 Ergebnisse der Numerischen Apertur Bestimmung . . . . .	24
<b>5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>27</b>
5.1 Übergang von 1-Ring zu 2-Ring-System . . . . .	28
5.2 Abhängigkeit der Numerischen Apertur von der Steganzahl . . . . .	29
<b>6 Thesen</b>	<b>31</b>
<b>A Simulationsdaten Comsol Multiphysics</b>	<b>33</b>
<b>B Quelltext</b>	<b>49</b>
<b>C Messprotokolle</b>	<b>53</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>



## II. Abbildungsverzeichnis

1.1	Beispielhafter Intensitätsverlauf einer Air Clad Faser . . . . .	2
2.1	Möglicher Aufbau einer Air Clad Faser . . . . .	4
2.2	Wellenausbreitung in einem Filmwellenleiter . . . . .	7
2.3	Phasenverlauf in einer Platte . . . . .	10
2.4	Graphische Lösung der charakteristischen Gleichung . . . . .	10
2.5	Einfachstes Modell einer Air Clad Faser . . . . .	11
2.6	(a) Typische Transmissionsprofile, (b) Längenabhängigkeit des Fernfeldes . . . . .	13
2.7	Feldlinien der $TE$ - und $TM$ -Moden in einem Filmwellenleiter . . . . .	13
2.8	Feldlinien der $TE$ - und $TM$ -Moden in einer Faser . . . . .	14
2.9	Graphische Darstellung der Kopplung von Kern- mit Stegmoden . . . . .	14
2.10	Verlust einer Air Clad Faser in Abhängigkeit der effektiven Brechzahl . . . . .	15
2.11	Berechnung der Numerischen Apertur . . . . .	16
3.1	Lokale Modenkopplung der Kern- und Stegmoden . . . . .	17
3.2	Modellierung einer äquivalenten Step-Index-Faser . . . . .	18
3.3	NA als Funktion der Wellenlänge $\lambda$ . . . . .	20
4.1	Auflistung der vermessenen Fasern . . . . .	21
4.2	Schematische Skizze des Messaufbaus . . . . .	21
4.3	Auswertung der Messwerte . . . . .	22
4.4	Auflichtaufnahmen ausgewählter Air Clad Fasern . . . . .	23
4.5	Vergleich zweier unterschiedlicher Air Clad Fasern . . . . .	23
4.6	Strahlverlauf bei versiegelten Endflächen . . . . .	23
4.7	. . . . .	24
4.8	REM-Analyse der Faser #1 . . . . .	25
4.9	Verlauf der NA für die Faser #2 . . . . .	25
4.10	Verlauf der NA für die Faser #3 . . . . .	26
4.11	Einfluss der Versiegelung auf NA . . . . .	26
5.1	Aufnahme einer Endfläche . . . . .	29
5.2	Wellenausbreitung in einem Steg . . . . .	30

B.1	Oberfläche des programmierten Applets . . . . .	49
-----	---	----



### III. Formelzeichen

$\beta$ .....	Ausbreitungskonstante der Welle im Medium
$\ell$ .....	Faserlänge
$\lambda$ .....	Wellenlänge
$\mu$ .....	Permeabilität
$\mu_0$ .....	magnetische Feldkonstante
$\mu_r$ .....	Relative Permeabilitätszahl
$\omega$ .....	Kreisfrequenz
$\bar{n}$ .....	Brechzahl, Index
$\Phi_{TE}$ .....	Phasenverschiebung einer transversal elektrischen Welle
$\Phi_{TM}$ .....	Phasenverschiebung einer transversal magnetischen Welle
$\phi$ .....	Halber Öffnungswinkel
$\pi$ .....	Kreiszahl
$\rho$ .....	Ladungsdichte
$\Theta$ .....	Winkel, gemessen gegen die Oberflächennormale
$\varepsilon$ .....	Permittivität
$\varepsilon_0$ .....	elektrische Feldkonstante
$\vec{B}$ .....	magnetische Flussdichtevektor
$\vec{D}$ .....	elektrische Flussdichtevektor
$\vec{E}$ .....	elektrische Feldstärkevektor
$\vec{H}$ .....	magnetische Feldstärkevektor
$\vec{j}$ .....	Stromdichtevektor
$\vec{k}$ .....	Wellenzahlvektor im Vakuum
$\vec{M}$ .....	Magnetisierungvektor
$\vec{P}$ .....	Polarisationvektor
$\vec{r}$ .....	Ortsvektor
$a$ .....	Kerndurchmesser
$b$ .....	Radiale Breite eines Luftrings
$E_e$ .....	Feldstärkeamplitude der einfallenden Welle
$E_r$ .....	Feldstärkeamplitude der reflektierten Welle
$E_t$ .....	Feldstärkeamplitude der transmittierten Welle
$m$ .....	Ordnung der Moden
$N$ .....	Steganzahl

$n_{kern}$ .....	Kernbrechzahl
$n_{mantel}$ .....	Mantelbrechzahl
$n_{slab}$ .....	Effektive Brechzahl der Grundmode für einen Filmwellenleiter
$n_{slab}^*$ .....	Effektive Brechzahl der $m = 0$ TM-Mode für einen Filmwellenleiter
$NA_{ff}$ .....	Numerische Apertur im Fernfeld nach DIN EN 188000
$NA_{th}$ .....	Theoretische Numerische Apertur nach DIN EN 188000
$t$ .....	Zeit
$w$ .....	Stegbreite
$I$ .....	Intensität

## IV. Danksagung

Mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr. rer. nat. Georg Kuka dafür, dass er mir diese Bachelorarbeit ermöglicht hat. Ich danke ihm vor allem für sein Vertrauen.

Ein außerordentlicher Dank gebührt außerdem Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Heinz Döring für seine unkomplizierte und intensive Betreuung meiner Arbeit.

Meinen Dank möchte ich ebenso Herrn Thomas Brabant und Torsten Hähnel für Ihre sehr gute und persönliche Betreuung während meiner gesamten Arbeitsphase aussprechen. Die zahlreichen Hinweise, die stetige Bereitschaft für Diskussionen, Anregungen, Verbesserungen und die praktische Unterstützung haben mir sehr geholfen.

Weiterhin möchte ich allen anderen Kollegen der Firma *fiberware* GmbH für das angenehme Arbeitsklima danken.

Nicht zuletzt gilt ein besonders herzlicher Dank meiner Familie, die mich während meines Studiums und darüber hinaus in jeglicher Hinsicht unterstützt hat.



# 1 Einleitung

Aufgrund ihrer besonderen Lichtführungseigenschaften besteht ein großes Interesse an mikrostrukturierten Fasern [KNIGHT et al., 1998a, BROENG et al., GHOSH et al., 2000]. Der hohe Umfang an Designparametern spielt dabei eine große Rolle für die Führungseigenschaften einer solchen Faser. Im Gegensatz zu typischen Step-Index Fasern bestehen der Kern und Mantel in vielen Fällen aus dem gleichen Material und werden von periodisch angeordneten, dünnen Kapillaren durchzogen, die meist mit Luft gefüllt sind.

Das breite Anwendungsgebiet und genaue Beeinflussung der Designparameter erfordert eine exakte Beschreibung der Faser, wobei die Eigenschaften des Fernfeldes einer solchen Faser, wie bei klassischen Faser (Step-Index-, Gradientenfasern) auch, zu ihrer Charakterisierung genutzt werden können.

Die Modellierung und Simulation mikrostrukturierter Fasern hinsichtlich ihrer Eigenschaften mit Hilfe verschiedener numerischer Werkzeuge erfolgte bereits durch viele Forschungsgruppen [FERRANDO et al., 1999, SILVESTRE et al., 1998, BRECHET et al., 2000, QIU, 2001, ZHU und BROWN, 2002]. Eines der Modelle ist die effektive Indexmethode (SEIM<sup>1</sup>). [VARSHNEY und SINHA, 2002].

Mit ihr lässt sich der effektive Brechungsindex des mikrostrukturierten Bereichs bestimmen. Danach ist es möglich, die mikrostrukturierte Faser näherungsweise als Step-Index Faser (ESI<sup>2</sup>-Modell) zu behandeln.

Betrachtet man die Numerische Apertur  $NA$  multimodaler Lichtwellenleiter, so sind Werte von  $NA = 0.37$ , für dotierte Silikafasern, bis  $NA = 0.66$ , für Fasern mit einem Cladding aus PTFE, realisierbar [FEUERMANN et al., 2002]. Air Clad Fasern erreichen dagegen Werte von  $0.4 - 0.9$  [SAHU et al., 2001, WADSWORTH et al., 2003, BOUWMANS et al., 2003, WADSWORTH et al., 2004, FURUSAWA et al., 2001, LIMPET et al., 2003]. Um hohe numerische Aperturen realisieren zu können, wurde schon sehr früh das Konzept einer Air-Clad Faser angewandt [MARCATILI, 1973]. Dabei wurden verschiedene Designvorschläge untersucht, um die praktischen Schwierigkeiten der Lichtführung des Kerns zu beseitigen. Erschwerend kommt hinzu, dass diese Art von Faser, aufgrund ihrer extrem dünnen Stegbreiten  $w$ , empfindlich auf äußerer mechanische Einwirkungen reagieren.

---

<sup>1</sup> SCALAR EFFECTIVE INDEX METHOD

<sup>2</sup> EQUIVALENT STEP INDEX

## 1.1 Aufgabenstellung

Es wird erwartet, dass im Rahmen dieser Arbeit ein Modell entwickelt wird, mit dem man vom Fernfeld einer Air Clad Faser auf einen wichtigen Designparameter, die Stegbreite, schließen kann. Das Modell wird dazu genutzt, um das winkelabhängige Intensitätsprofil über einen Wellenlängenbereich vorhersagen zu können. Des weiteren soll eine Software bereitgestellt werden, die, unter Annahme des Modells, den Verlauf der Numerischen Apertur darstellt. Die Ergebnisse sollen durch experimentelle Untersuchungen auf ihre Gültigkeit kontrolliert werden.

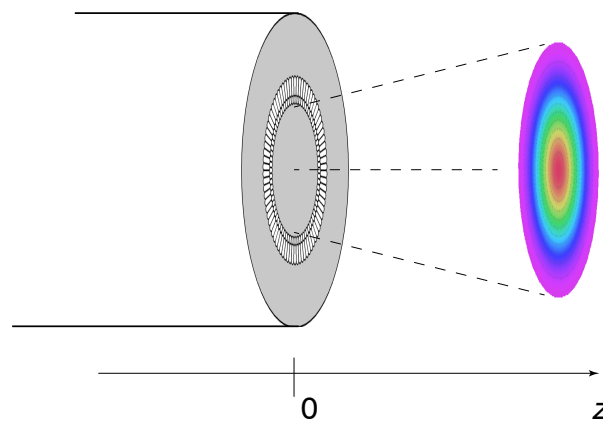


Abbildung 1.1: Beispielhafter Intensitätsverlauf (im Falschfarbenbild) einer Air Clad Faser im Fernfeld, von dem auf die Designparameter der Faser geschlossen werden soll

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Numerische Apertur

#### 2.1.1 Definition der NA nach DIN EN 188000

Die Numerische Apertur  $NA$  eines Lichtwellenleiters beschreibt seine Fähigkeit Licht zu führen. Mit ihr kann man die Ankopplungswirksamkeit abschätzen. Des weiteren sind mit der  $NA$  Voraussagen über die Kopplung im Allgemeinen, sowie das Mikro- und Makrokrümmungsverhalten möglich.

Die theoretische  $NA$  ist definiert mit:

$$NA_{th} = \sin(\Theta) \quad (2.1)$$

wobei  $\Theta$  für den größten meridionalen Einstrahlwinkel steht, der vom Lichtwellenleiter noch geführt wird. Daraus ergibt sich:

$$NA_{th} = \sqrt{n_{\text{kern}}^2 - n_{\text{mantel}}^2} \quad (2.2)$$

Die  $NA$  kann an einer kurzen Faserlänge durch eine Messung des Faserbrechzahlprofils oder mit Hilfe einer Fernfeldmessung bestimmt werden.

Erfolgt die Messung mittels Fernfeldverfahren, ist das Intensitätsprofil  $I$  des Lichtwellenleiters erforderlich. Die Numerische Apertur im Fernfeld  $NA_{ff}$  wird als Sinus des Halbwinkels definiert, bei dem die Intensität auf 5 % des Maximalwertes abgefallen ist. Dabei hängt die Beziehung der  $NA$  des Fernfeldes von der Messwellenlänge ab, wobei  $NA_{ff}$  bei  $850\text{ nm}$  als die Numerische Apertur des Lichtwellenleiters definiert ist.

### 2.2 Aufbau und Design einer Air Clad Faser

Multimodale Air Clad Fasern besitzen einen im Vergleich zum Jacket relativ großen Kern. Dieser wird von einem mikrostrukturierten Bereich umgeben. Im einfachsten Fall ist das ein Ring von Luftkapillaren, der die Faser durchzieht. Es können jedoch beliebig viele Ringe hinzugefügt werden, wobei die mechanische Stabilität der Faser hinsichtlich ihrer Cleave-Eigenschaften mit der Anzahl der Ringe zunimmt. Abbildung 2.1 zeigt eine typische Air Clad Faser mit einem Luftring im Querschnitt. Im rechten Bild ist eine

Vergrößerung des Luftringes zu sehen. Die periodisch wechselnde Struktur von Luftloch zu Steg zu Luftloch ist hier deutlich zu erkennen. Die Faser besitzt in diesem Sinn keine durchgehende Grenzfläche zwischen Faserkern und -mantel. Zum Vergleich der Kern einer typischen Step-Index Faser wird von einem Material herabgesetzter Brechzahl umschlossen. Im Falle der Air Clad Faser übernimmt der Luftring die Rolle des Mantels. Aufgrund der periodischen Änderung der Brechzahlen in diesem Ring, wird die Brechzahl, die das Licht erfährt, vermindert. Das Licht verhält sich so, als ob es in einer äquivalenten Step-Index-Faser geführt werden würde.

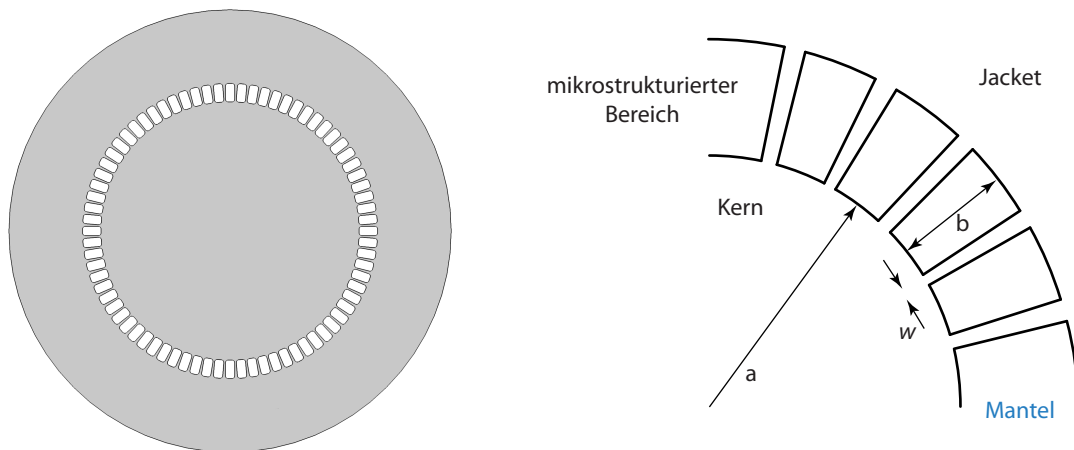


Abbildung 2.1: Möglicher Aufbau einer Air Clad Faser mit den zugehörigen Designparametern [ISSA, 2004]

## 2.3 Wellenausbreitung in einem Filmwellenleiter

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dielektrischen Wellenleitern kann mit Hilfe der geometrischen Optik beschrieben werden. Da die Größe der Elemente des mikrostrukturierten Bereichs in der Größenordnung des Wellenlängenbereichs liegen, ist die Beschreibung mit Hilfe des Wellenmodells die geeignetere Methode.

### 2.3.1 Wellengleichung

Grundlage für die Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Felder sind die MAXWELL-Gleichungen.



**Elektrische Felderzeugung durch Ladung****Induktionsgesetz**

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t)$$

**Nichtexistenz magnetischer Ladungen****Magn. Felderzeugung durch Ströme**

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t)$$

**Materialgleichungen**

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \left( \vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t) \right)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t)$$

Wobei in diesem Fall Gebiete betrachtet werden, in denen keine Ladungen und Ströme als Quellen existieren. Die felderzeugenden Quellen sollen außerhalb der hier betrachteten Gebiete liegen, typischerweise im Unendlichen. Die Materialien seien weiterhin linear, zeitunabhängig und örtlich stückweise konstant [HENKE, 2007]. Also gilt:  $\rho(\vec{r}, t) = 0$ ,  $\vec{j}(\vec{r}, t) = 0$ . Hinzu kommt, dass die magnetischen Eigenschaften, kaum eine Rolle spielen, da hier von der Ausbreitung optischer Wellen in dielektrischen Medien ausgegangen wird ( $\mu \equiv \mu_0$ ).

Für lineare Materialien kann man folgenden Ansatz treffen:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (2.3)$$

Demnach folgt für die MAXWELL-Gleichungen:

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \quad \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t)$$

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad \operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t) \quad \vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t)$$

Durch nochmalige Bildung der Rotation auf die Gleichungen der zweiten Spalte erhält man die Wellengleichung für das elektrische beziehungsweise das magnetische Feld.

$$\left( \Delta - \mu \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = 0 \quad (2.4)$$

Für nicht magnetische Materialien mit  $\mu_r = 1$  ergibt sich aus  $c/\bar{n} = 1/\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0}$  die Brechzahl mit  $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon}$  beschrieben, wobei sie einen reellen und imaginären Anteil besitzt  $\bar{n} = \Re(n) + \Im(n)$ .

Weiter wird in den folgenden Betrachtungen von linear polarisierten, monochromatischen Feldern ausgegangen.

$$E(x, y, z, t) = E_0(x, y, z, t) \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right] \quad (2.5)$$

Ebene Wellen stellen einen Teil der Lösung der Wellengleichung (2.4) dar und werden für die Betrachtungen des Filmwellenleitermodells verwendet.

Durch Einsetzen von Gleichung (2.5) in die Wellengleichung (2.4) ergibt sich die Dispersionsrelation für ein Medium ohne Grenzflächen.

$$\beta^2 = \vec{k}^2 = \frac{\bar{n}^2 \omega^2}{c^2} \quad (2.6)$$

Bei der Ausbreitung elektromagnetischer Felder in räumlich begrenzten Gebieten, zum Beispiel einem Wellenleiter, kommen noch gewisse Randbedingungen hinzu. Zusätzlich lassen sich diese Felder in unterschiedliche Mode-Klassen unterteilen. Steht nur die elektrische Feldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, während die magnetische Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung zeigt, spricht man von *TE*-Moden (transversal elektrisch). Bei *TM*-Moden (transversal magnetisch) steht die magnetische Feldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Betrachtet man die Ausbreitung elektromagnetischer Felder in Wellenleitern werden bestimmte Moden geführt und andere erfahren starke Verluste. Man unterscheidet demnach geführte Moden und Leak-Moden. Der Unterschied liegt in den normierten Ausbreitungskonstanten  $\beta$  der beiden Moden. Geführte Moden besitzen eine rein reelle normierte Ausbreitungskonstante, wohin gegen Leak-Moden einen zusätzlichen Imaginärteil aufweisen.

### 2.3.2 Filmwellenleiterstruktur

Der planare Filmwellenleiter besteht aus einer zweidimensionalen plan-parallelen Platte. Diese Platte ist von unten und oben durch das Substrat beziehungsweise dem Deckmaterial begrenzt. Beide begrenzenden Schichten müssen eine kleinere Brechzahl als das eingeschlossene Material aufweisen. Für die weitere Betrachtungen wird angenommen, dass Substrat und Deckmaterial die gleiche Brechzahl ( $n_1$ ) besitzen. Substrat und Deckmaterial werden im folgenden mit Cover bezeichnet.

Die Wellenausbreitung kann man sich durch zick-zack-förmig hin und her reflektierte ebene Wellen veranschaulichen. Dabei überlagern sich die aufeinanderfolgenden einfallenden Wellen mit den reflektierten Wellen. Im Deckmaterial und Substrat wird die Welle exponentiell gedämpft.

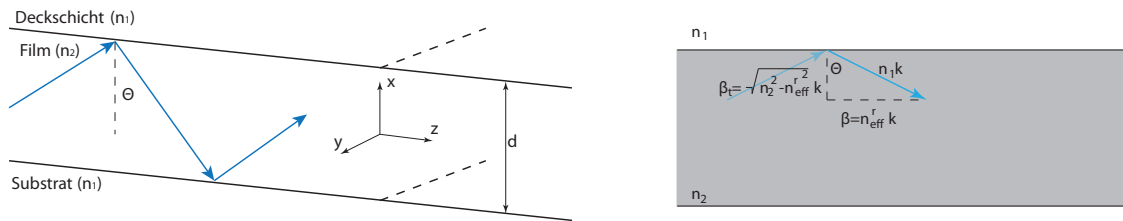


Abbildung 2.2: Wellenausbreitung in einem Filmwellenleiter dargestellt im Strahlenmodell

Die Felder in den drei Raumbereichen (Cover / Film / Cover) müssen die Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen simultan erfüllen.

Um die elektromagnetischen Felder beschreiben zu können, werden die Wellen genauer definiert. In dem Filmmaterial ( $n_1$ ) überlagern sich die einfallende Welle  $E_e$  und die an der Grenzschicht reflektierte Welle  $E_r$ . Die exponentiell gedämpfte Welle, die in das Cover-Material transmittiert, wird mit  $E_t$  beschrieben.

$$E_e = E_{e,0} \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k}_e \vec{r} \right) \right] \quad (2.7)$$

$$E_r = E_{r,0} \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k}_r \vec{r} \right) \right] \quad (2.8)$$

$$E_t = E_{t,0} \exp \left[ i \left( \omega t - \vec{k}_t \vec{r} \right) \right] \quad (2.9)$$

Mit den dazugehörigen Wellenzahlvektoren:

$$\begin{aligned}
\vec{k}_e &= (k_{e,x}, 0, \beta) \\
\vec{k}_r &= (-k_{e,x}, 0, \beta) \\
\vec{k}_t &= (k_{t,x}, 0, \beta)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Da die einfallende Welle an der Grenzschicht eine Totalreflexion erfährt, gilt  $|E_{r,0}| = |E_{e,0}|$ . Des weiteren erfordert die Wellengleichung (2.4), dass die einfallende und die reflektierte Welle die Separationsbedingung beziehungsweise die Dispersionsrelation erfüllen müssen. Damit lässt sich eine normierte Wellenzahl in  $x$ -Richtung für das Filmmaterial bestimmen.

$$k_{e,x}^2 = n_2^2 k^2 - \beta^2 \tag{2.11}$$

Die Wellenzahl  $k$  lässt sich aus der Division von Kreisfrequenz und der Lichtgeschwindigkeit im Medium  $k = \omega/c$  bestimmen.  $\beta$  ist in diesem Fall gleich der  $z$ -Komponente des Wellenzahlvektors, wobei genauer definiert werden muss:

$$\beta = \Re(k_z) \tag{2.12}$$

Für eine sich in positive  $z$ -Richtung ausbreitende Welle gilt  $\beta > 0$ . Damit die Welle geführt wird, muss ein Abklingen der Felder im Cover-Material ( $n_1$ ) mit mindestens  $1/r$  gegeben sein. Dadurch wird gewährleistet, dass die Leistung der Welle über den gesamten Querschnitt endlich bleibt, was ein imaginäres  $k_{t,x}$  bedingt [HENKE, 2007]. Dieser Umstand ist eine Folge der Stetigkeitsbedingung der elektromagnetischen Felder an den Grenzflächen. Die Dispersionsrelation setzt voraus:

$$k_{t,x}^2 = \beta^2 - n_1^2 k^2 \tag{2.13}$$

Die Ausbreitung in  $z$ -Richtung wird durch die Ausbreitungskonstante:

$$\Re(k_z) = \beta = k n_2 \sin(\Theta) \tag{2.14}$$

charakterisiert. Es ergibt sich:

$$k n_1 \leq \beta \leq k n_2 \tag{2.15}$$

Man definiert zweckmäßigerweise die Brechzahl des Steges:

$$n_{\text{slab}} = \frac{\beta}{k} = n_2 \sin(\Theta) \quad (2.16)$$

Zusätzlich erfolgt bei einer Totalreflexion eine Phasenverschiebung zwischen einfallender und reflektierter Welle. Die Phasenverschiebung wird für transversal elektrische und transversal magnetische Moden unterschiedlich berechnet:

$$\begin{aligned} \tan(\Phi_{TE}) &= \frac{\sqrt{n_2^2 \sin^2(\Theta) - n_1^2}}{n_2 \cos(\Theta)} \\ \tan(\Phi_{TM}) &= \frac{\sqrt{n_2^2 \sin^2(\Theta) - n_1^2}}{n_2 \cos(\Theta)} \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \quad (2.17)$$

bestimmt werden. Der Phasensprung ist demnach von der Polarisierung und dem Einfallswinkel abhängig. Im weiteren wird von  $TE$ -Moden ausgegangen

Dabei ist zu beachten, dass der Betrag der Amplituden bei Totalreflexion zwar gleich 1 ist, aber eine Phasenverschiebung von  $2\Phi$  erzwungen wird.

Wichtig ist hier, dass sich in  $x$ -Richtung aufgrund der Totalreflexion stehende Wellen ausbilden. Eine Wellenführung erfolgt nur, wenn die stehenden einfallenden Wellen zur Deckung mit den entgegengesetzt laufenden Wellen kommen. Das ist nur für bestimmte diskrete Einfallswinkel  $\Theta$  der Fall. Diese Bedingung lässt sich auch in einer anderen Form beschreiben.

Damit sich bei einem vollen Umlauf eine eindeutige Phase für die Welle ergibt, muss die Phasenverschiebung ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  betragen.

$$n_2 k d \cos(\Theta) - 2\Phi_{TE} = m\pi \quad (2.18)$$

Hierbei ist  $d$  die Dicke des Stegs und  $m$  eine positive ganze Zahl. Die charakteristische Gleichung (2.18) ergibt sich aus den Überlegungen in Bild 2.3 und beschreibt die erlaubten Einfallswinkel  $\Theta$  für konstruktive Interferenz. Andere Winkel führen zur Auslöschung durch destruktive Interferenz, weswegen Wellenführung unter diesen Winkeln nicht möglich ist. Zu beachten ist, dass die Phasenverschiebung nicht nur vom Einfallswinkel sondern zusätzlich von der Polarisierung der einfallenden Welle abhängig ist. Für  $TE$ -Wellen ist  $\Phi$  nach (2.17) zu berechnen.

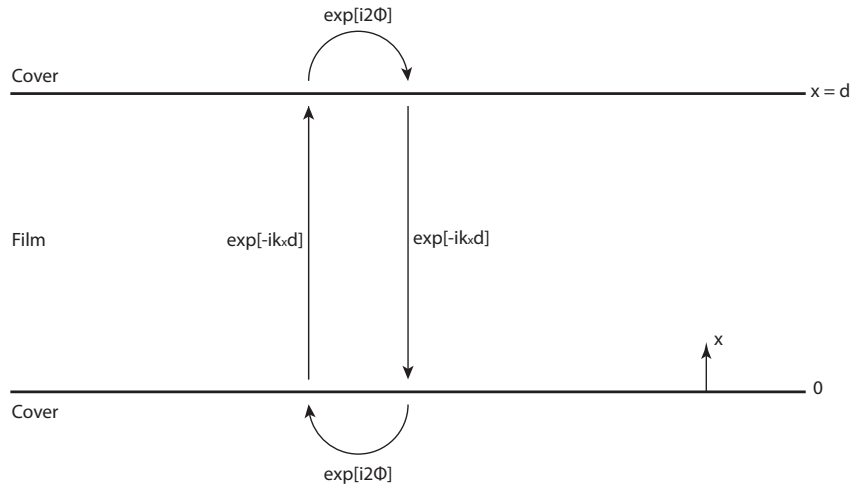


Abbildung 2.3: Verlauf der Phase einer elektromagnetischen Welle bei Ausbreitung in einem Platte

Die Lösung der charakteristischen Gleichung (2.18) ist algebraisch nicht möglich, da dies eine transzendente Gleichung ist. Eine Möglichkeit besteht darin, sie graphisch zu lösen. Dazu trägt man die Kurven  $n_2 k d \cos(\Theta) - m\pi$  und  $2\Phi$  über den Winkel  $\Theta$  auf. Die Schnittpunkte der Kurven sind Lösungen von (2.18) und stellen mögliche geführte Wellen dar, die durch einen Winkel  $\Theta_m$  und eine Ausbreitungskonstante  $\beta_m = n_2 k \sin(\Theta_m)$  charakterisiert sind. Der Index  $m$  kennzeichnet dabei die Modenordnung.

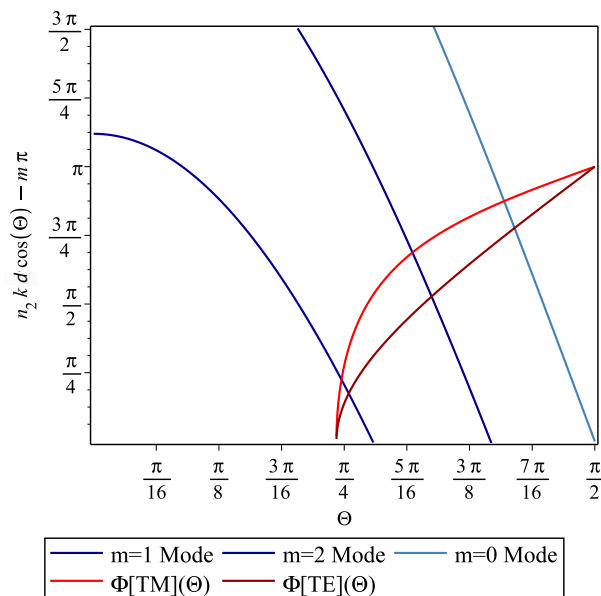


Abbildung 2.4: Graphische Lösung der charakteristischen Gleichung für transversal elektrische und transversal magnetische Wellen

## 2.4 Designparameter als Einflussfaktoren für die Numerische Apertur

Handelt es sich bei den betrachteten Lichtwellenleitern um mikrostrukturierte Fasern komplexer Geometrie, ist es ratsam, zuerst die Variablen zu ermitteln von denen die  $NA$  abhängig ist. Ohne weitere Annahmen zu treffen kann ein funktionaler Zusammenhang für die effektive Brechzahl mit  $n_{\text{eff}}(a/\lambda, w/\lambda, b/\lambda, N)$  getroffen werden.  $a$  ist der Kerndurchmesser,  $w$  die Stegbreite,  $b$  die radiale Ausdehnung der Luftlöcher und  $N$  die Anzahl der Stege. Multimodale Fasern liegen naturgemäß im Grenzbereich  $a/\lambda \gg 1$ . Wahlweise lässt sich noch die Abhängigkeit über die Länge  $\ell/\lambda$  der Faser betrachten, wobei die übliche Größe  $\ell/a$  ist. Sie beschreibt ausgehend von meridionalen Strahlen die Abhängigkeit von der Reflexionsanzahl. Damit kann ein funktioneller Zusammenhang für die  $NA$  mit  $NA = f(\ell/a, w/\lambda, b/\lambda, N)$  aufgestellt werden.

Des weiteren kann die Numerische Apertur als Funktion der Brechzahlen beschrieben werden (siehe Gleichung (2.2)), wobei die Mantelbrechzahl  $n_{\text{mantel}}$  durch die effektive Brechzahl des Filmwellenleiters  $n_{\text{slab}} = n_{\text{silica}} \sin(\Theta)$  ersetzt wird (vgl. Kapitel 3.1.1).

### 2.4.1 Obere Grenze der NA

Die einfachste Modell-Geometrie ist, dass der Faserkern von einem kontinuierlichen Luftring ( $w = 0, N = 0$ ) der Breite  $b$  umgeben ist, und dieser wiederum von einem Jacket des Kernmaterials (siehe Abb. 2.5). In diesem Fall ist das optische Übersprechen der Felder vom Kern zum Jacket der einzige Verlustmechanismus [ISSA, 2004]. Damit ist für jede Air Clad Faser eine obere Grenze für die  $NA$  gegeben.

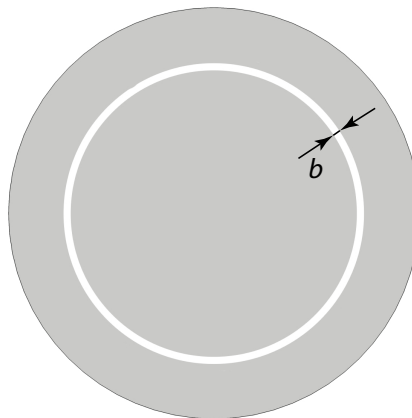


Abbildung 2.5: Einfachstes Modell einer Air Clad Faser. Das Jacket ist in diesem Fall nicht mit dem Kern verbunden. Die Numerische Apertur dieses Systems ist die obere Grenze, der zu erwartenden Numerischen Apertur

Für diesen primitiven Wellenleiter kann man mit Gleichung (2.6) die normierten Ausbrei-

tungskonstanten für den Kern-, Luftring- und den Jacketbereich aufstellen.

$$\begin{aligned} u_{\text{kern}} &= \frac{a}{2} \sqrt{n_{\text{kern}}^2 k^2 - \beta^2} && \text{für den Kern} \\ w &= \frac{a}{2} \sqrt{\beta^2 - n_{\text{air}}^2 k^2} && \text{für den Luftring} \\ u_{\text{jacket}} &= \frac{a}{2} \sqrt{n_{\text{jacket}}^2 k^2 - \beta^2} && \text{für das Jacket} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Damit lassen sich die Moden bestimmen, die im Kern geführt werden.  $u$  und  $w$  sind die normierten radialen Ausbreitungskonstanten, die sich aus der Wahl von Zylinderkoordinaten ergeben.

In der unten stehenden Tabelle sind in der linken Spalte die ersten geführten Moden (für  $n_{\text{kern}} = n_{\text{jacket}} = n_{\text{silica}}$ ) notiert. Zum Vergleich wurden die Moden für einen Filmwellenleiter der Stegbreite  $w = 710 \text{ nm}$  danebengestellt.

Kernmoden	Stegmoden ( $TE$ )	Stegmoden ( $TM$ )
1.449999		
1.449998		
1.449997		
1.449994		
$\vdots$		
	1.404355	1.391863
	1.264338	1.219546
	1.039662	1.016343
$\vdots$		

In Abbildung 2.6 (a) ist der typische Verlauf der Transmission, ermittelt über die Leak-Moden, gezeigt. Für  $b/\lambda \rightarrow \infty$ , wird die Steilheit der Flanke durch Reflexionsverluste bestimmt. Für  $b/\lambda \leq 2$  dominiert der Confinement Loss<sup>3</sup> die Steilheit der Flanken, was zur Folge hat, dass sie schnell abfallen.

In Abbildung 2.6 (b) ist die Numerische Apertur in Abhängigkeit der radialen Breite des Luftrings aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass sich schon für ein Verhältnis von  $b/\lambda > 3$  eine obere Grenze für die Numerische Apertur einstellt. Die Grenze liegt bei  $\sqrt{n_{\text{kern}}^2 - n_{\text{air}}^2} \approx 1$ .

<sup>3</sup> Confinement Loss: auch Führungsverlust; ist der Verlust von Leistung der im Kern geführten Welle, durch das Überkoppeln des elektromagnetischen Feldes in den Mantel, aufgrund der endlichen Größe des periodisch mikrostrukturierten Bereichs [HÄHNEL, 2006]



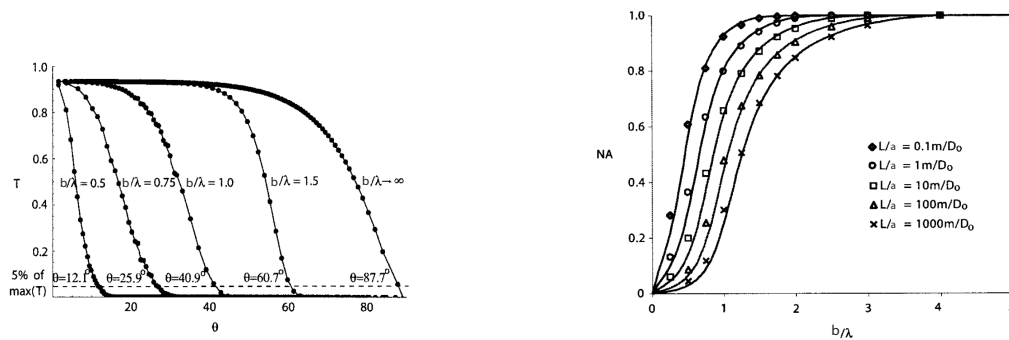


Abbildung 2.6: Links: Typische Transmissionsprofile (berechnet) für einen Luftring umhüllten Kern. Rechts: Numerische Apertur eines Luftring umhüllten Kerns mit Ringbreite  $b$ . Vergleich der Resultate mit Leak-Moden-Methode (Punkte) und der Filmwellenleiter-Methode (Kurve) bestimmt. Beide zeigen starke Längenabhängigkeit [Issa, 2004]

Für Ringbreiten  $b < 3 \lambda$  zeigt sich eine Faserlängenabhängigkeit des Fernfeldes. Erst für eine Ringbreite  $b > 3 \lambda$  zeigt sich keine Längenabhängigkeit mehr.

## 2.4.2 Abhängigkeit des Fernfelds von Stegbreite, -anzahl und Faserlänge

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Stege auf das Fernfeld untersucht. Damit der Effekt des optischen Übersprechens, welches im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurde, ausgeschlossen werden kann, wird die radiale Dicke des Luftrings als sehr groß ( $b/\lambda \gg 3$ ) angenommen.

Durch Hinzufügen von Stegen, die den Kern mit dem Jacket verbinden, wird Leistung vom Kern in das Jacket abtransportiert. Das geschieht durch Modenkopplung. Um den Prozess der Modenkopplung der Kernmoden mit den Stegmoden verstehen zu können sind in Abbildung 2.8 und 2.7 die Feldlinien der  $TM$ - und  $TE$ -Moden graphisch dargestellt.

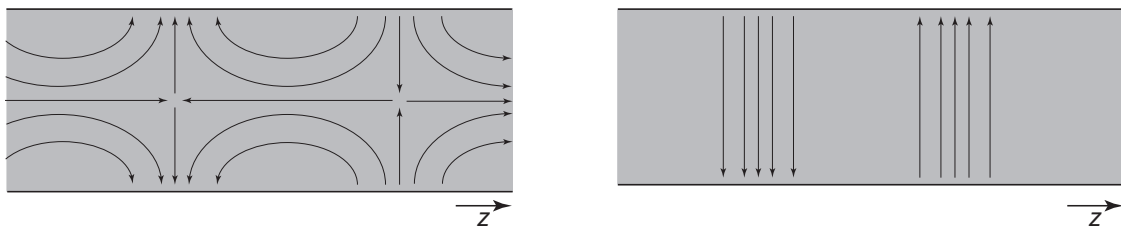


Abbildung 2.7: Links: Graphische Darstellung der  $TE$ -Moden in einem Filmwellenleiter. Rechts: Graphische Darstellung der  $TM$ -Moden in einem Filmwellenleiter.

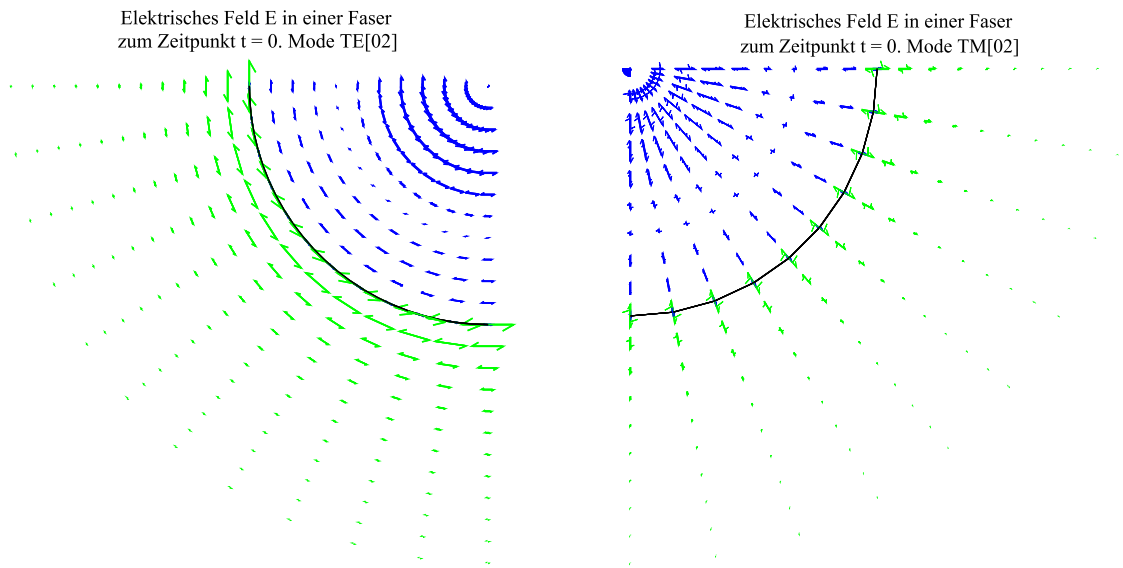


Abbildung 2.8: Vektorielle Darstellung der Polarisation des elektrischen Feldes für TE-Moden (links) und TM-Moden (rechts) in einer Step-Index Faser.

Vergleicht man die Polarisation der elektrischen Felder, erkennt man, dass offensichtlich die  $TM$ -Kernmoden mit den  $TE$ -Stegmoden koppeln und andersherum, da sie jeweils parallel zueinander stehen.

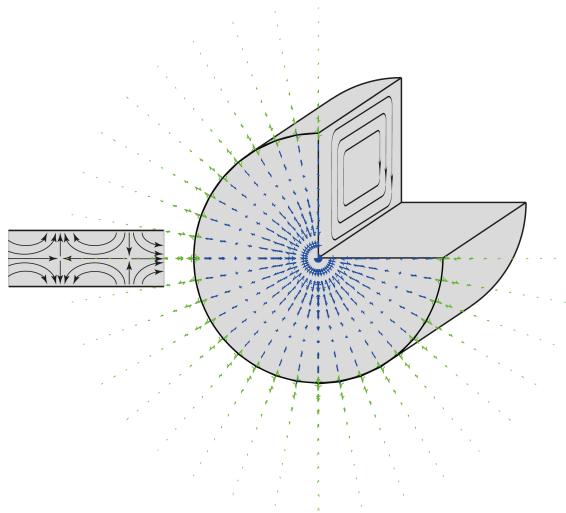


Abbildung 2.9: Darstellung der Modenkopplung. Die  $TM$ -Kernmoden koppeln mit den  $TE$ -Stegmoden, da die Polarisation der jeweiligen Moden parallel zu einander sind.

Die Beobachtung, dass die  $TM$ -Kernmoden mit den  $TE$ -Stegmoden interagieren wird durch die Veröffentlichung „High Numerical Aperture In Multimode Microstructured Optical Fibers“ von NADER A. ISSA bestärkt. In dieser Arbeit wurde der Leistungsverlust in Abhängigkeit der effektiven Brechzahl einer Air Clad Faser bestimmt (vgl. Abb. 2.10).

Die Verluste wurden dabei für unterschiedliche Moden ( $TM$ -,  $TE$ - und Hybrid-Moden) gemessen.

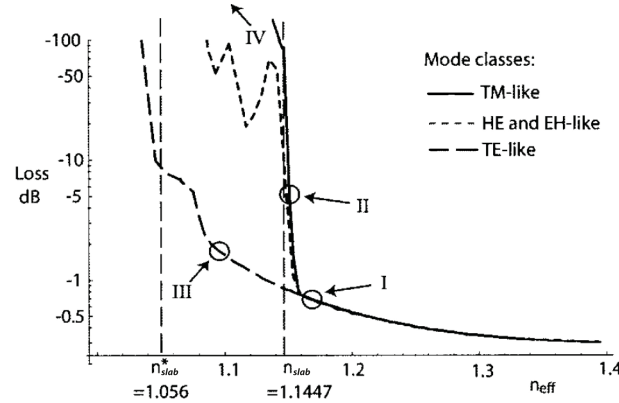


Abbildung 2.10: Leistungsabfall einer Air Clad Faser mit folgenden Parametern:  $w/\lambda = 0.2$ ,  $N = 75$ ,  $r/\lambda = 8$  und  $\ell/a = 10m/D_0$ . Dargestellt ist der Verlust über die effektive Brechzahl  $n_{eff}$ .  $n_{slab}$  ist die effektive Brechzahl der Grundmode in einem Steg mit  $TE$ -Orientierung, gemäß der Orientierung des Stegs.  $n_{slab}^*$  ist die Brechzahl der Grundmode für  $TM$ -Moden. [ISSA, 2004]

In dieser Abbildung sind zwei stark abfallende Flanken zu erkennen. Offensichtlich haben die Stege einen Einfluss auf den Verlustmechanismus der Faser. Zusätzlich ist die effektive Brechzahl für den Grundmode einer transversal elektrischen Welle in einem Filmwellenleiter  $n_{slab}$  und für den Grundmode einer  $TM$ -Welle  $n_{slab}^*$  eingezeichnet. Die Flanken der  $TM$ -,  $HE$ - und  $EH$ -ähnlichen Moden eines zylindrischen Wellenleiters fallen genau mit der Brechzahl ab, die annähernd des  $n_{slab}$  entspricht. Dagegen erfahren die  $TE$ -Moden des zylindrischen Wellenleiters für  $n_{slab}^*$  starke Verluste.

Die  $TM$ -ähnlichen Moden des Faserkerns koppeln bevorzugt mit den  $TE$ -ähnlichen Moden des Filmwellenleiters, da ihre Polarisation parallel orientiert ist. Gleicher Sachverhalt gilt für die  $TE$ -Moden des Kerns und die  $TM$ -Moden des Filmwellenleiters. Das Koppeln der Moden mit orthogonal zueinander stehender Polarisation wird offenbar stark unterdrückt.  $EH$ - und  $HE$ -Moden, sind Hybrid-Moden und koppeln effizient mit beiden Filmwellenleitermoden, wobei sie jedoch dem Verlauf der  $TM$ -Kernmoden folgen.

Für den Grenzfall  $b/\lambda \rightarrow \infty$  gibt es eine Vielzahl an Kernmoden mit effektiven Brechzahlen im Bereich von 1 und  $n_{slab}$ . Demnach ist die effektive Brechzahl  $n_{slab}$  eine obere Grenze für alle Kernmoden, die eine  $TM$ -Orientierung aufweisen. Die Leistung dieser Moden wird sehr schnell in das Jacket abgeführt und verhindert somit eine Ausbreitung über den Grenzwinkel hinaus.

Abschließend ist in Abb. 2.11 das Verhalten der  $NA$  über der Stegbreite und Faserlänge dargestellt. In der Abbildung ist zu sehen, dass die  $NA$  stark von der Stegbreite abhängt und für den Grenzfall  $w/\lambda \ll 1$  sich die Numerische Apertur 1 nähert. Des Weiteren ist die Längenabhängigkeit für alle Längen sehr gering und wird nur für kleine  $NA$  bedeutend. Die Anzahl der Stege hat ebenfalls nur einen sehr geringen Einfluss [ISSA, 2004, KLEIN et al., 2005, SCHUSTER et al., WADSWORTH et al., 2004]. Für  $N = 50, 75, 100$  unterscheidet sich die  $NA$  weniger als einige Prozent für alle Längen [ISSA, 2004].

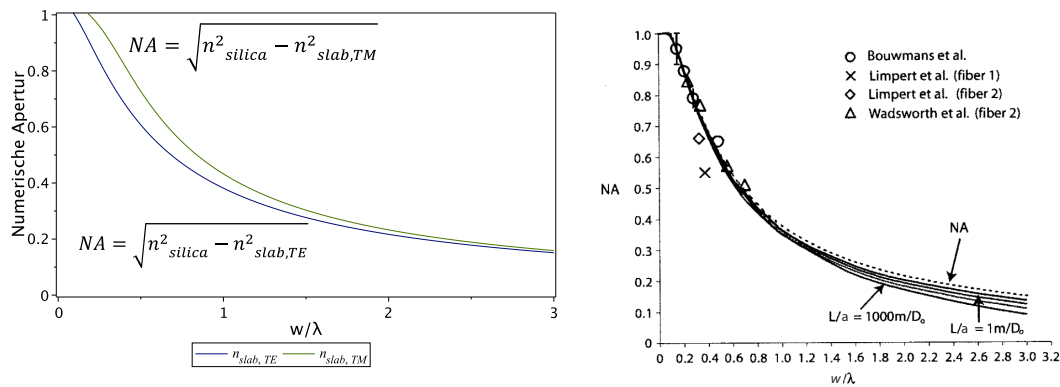


Abbildung 2.11: Berechnung der Numerischen Apertur in Abhängigkeit der Wellenlänge und Stegbreite für  $TE$ - und  $TM$ -Stegmoden (links) und Vergleich mit den Werten aus der Veröffentlichung „High Numerical Aperture In Multimode Microstructured Optical Fibers“ von NADER A. ISSA (rechts). Die berechnete Kurve gilt als obere Grenze (Vgl. unterbrochene Linie im rechten Bild). [ISSA, 2004]

## 3 Modellierung

### 3.1 Anwendung des Filmwellenleitermodells auf die Air Clad Faser zur Berechnung der Numerischen Apertur

Zur Modellierung einer Air Clad Faser wurden zwei Grundtypen von Wellenleitern kombiniert. Zum einen ein von Luft umgebener Glasstab, zum zweiten ein unendlich ausgedehnter Filmwellenleiter. Beide führen aufgrund ihrer verschiedenen Größe und Geometrie unterschiedliche Moden. Realisiert man ein Gesamtsystem, dass aus diesen beiden Wellenleitern aufgebaut ist, koppeln die jeweils geführten Moden gleicher Phase miteinander. Diese Das Abschätzen der Numerischen Apertur kann durch eine Form der lokalen Modenkoppelung erreicht werden. Man geht demnach davon aus, dass die Kernmoden mit den Moden in den Stegen der mikrostrukturierten Zone koppeln. Sobald die Moden in den Stegen angeregt sind, wird die Energie in das Jacket abgeführt. Bedingung dafür ist das Übereinstimmen der Wellenvektoren  $\vec{k}_{slab}$  des mikrostrukturierten Bereichs mit den Wellenvektoren des Kerns  $\vec{k}_{kern}$ . Diese Bedingung liefert die *cutoff*-Bedingung<sup>4</sup> für die Wellenleitung im Kern. Zum Vergleich, in herkömmlichen Step-Index Fasern liefert die Brechzahl des Mantels die *cutoff*-Bedingung. Die getroffenen Annahmen liefern jedoch keine Informationen über die Abhängigkeit der Numerischen Apertur von Faser- oder Steglänge.

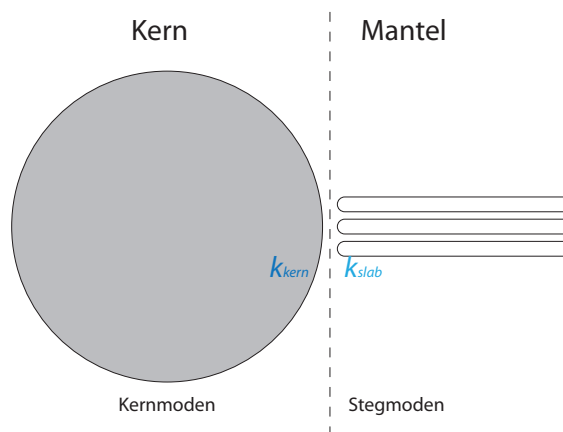


Abbildung 3.1: Schematische Skizze zur lokalen Modenkopplung der Kern- und Stegmoden

<sup>4</sup> vgl. *cutoff*-Bedingung für klassische Step-Index Fasern:  $\beta = n_{cladding}$

Der periodisch strukturierte Luftring der Air Clad Faser wird durch einen in radialer Richtung unendlich ausgedehnten Filmwellenleiter approximiert. Dieses System von Luftloch / Steg / Luftloch ist die Grundlage der weiteren Berechnungen (vgl. 3.2). Es wird die Brechzahl  $n_{slab}$  berechnet, die eine elektromagnetische Welle im Grundmode erfährt, wenn sie sich durch diesen Steg fortpflanzt. Das berechnete  $n_{slab}$  wird zur Modellierung einer äquivalenten Step-Index-Faser genutzt. Sie besteht aus einem Kern gleicher Größe und gleichen Materials. Der Kern wird von einem Material umschlossen, das  $n_{slab}$  als Brechzahl zugewiesen bekommt.

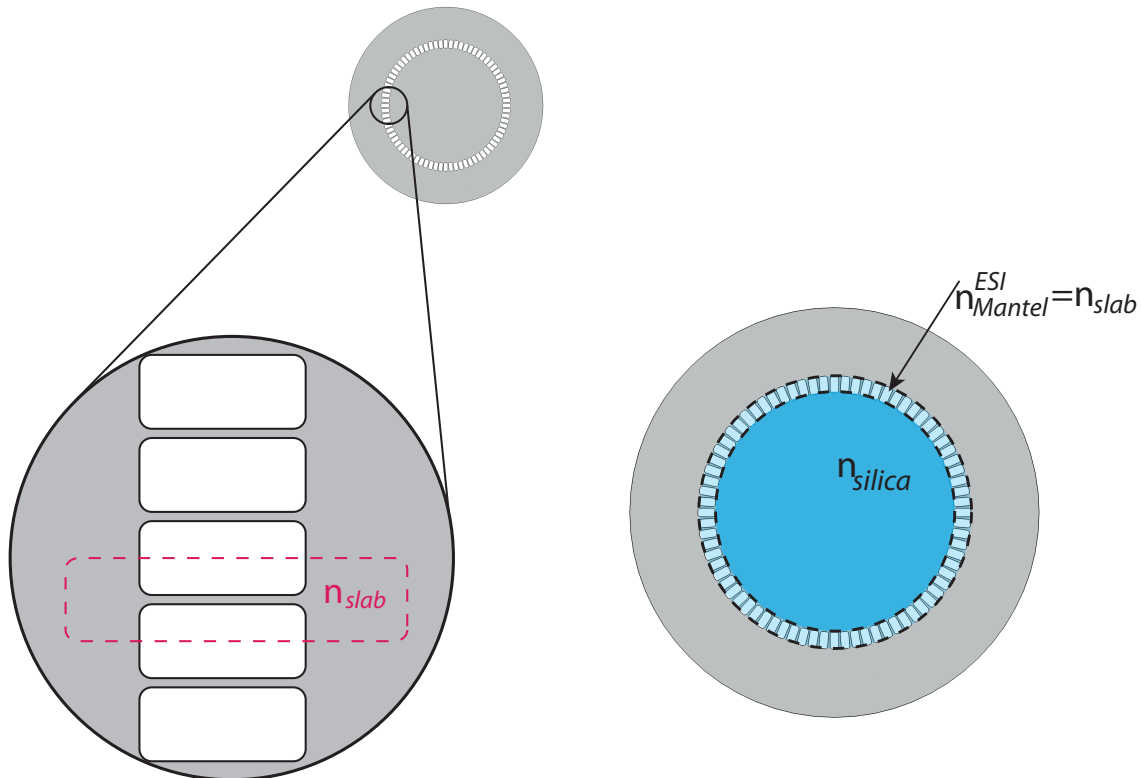


Abbildung 3.2: Links: Approximation des strukturierten Luftrings durch einen Filmwellenleiter und Berechnung der Stegbrechzahl  $n_{slab}$  für die Fundamental Mode eines Steges. Rechts: Modellierung einer äquivalenten Step-Index-Faser

Zur Berechnung des  $n_{slab}$  ist die Charakteristische Gleichung des Filmwellenleiters (2.18) nötig. Mit ihr werden die erlaubten Winkel  $\Theta$  ermittelt, für die sich in dem Steg eine stehende Welle bildet (siehe Abb. 2.2). Nur für diesen Fall wird die Welle in dem Steg geleitet. Das  $\Theta$  für den Fundamental-Mode, also dem kleinsten möglichen Winkel, wird in

$$n_{slab} = n_{silica} \sin(\Theta) \quad (3.1)$$

eingesetzt. Damit erhält man  $n_{slab}$ , womit man die Numerische Apertur berechnen kann.

### 3.1.1 Vorgehen zur Bestimmung der Numerischen Apertur in Abhängigkeit der Wellenlänge

Zuerst wird für einen Steg die charakteristische Filmwellenleiter Gleichung (2.18) aufgestellt.

$$n_{silica} k w \cos(\Theta) - 2 \Phi_{TE} = m \pi \quad (3.2)$$

Diese Gleichung lässt sich nach  $\Theta$  auflösen und in  $n_{slab} = n_{silica} \sin(\Theta)$  einsetzen. Für klassische Step-Index Fasern kann die Numerische Apertur laut DIN (siehe Kap. 2.1) mit:

$$NA = \sqrt{n_{kern}^2 - n_{mantel}^2} \quad (3.3)$$

bestimmt werden. Anstelle des  $n_{mantel}$  wird jedoch  $n_{slab}$  eingesetzt, da laut Modellannahme die Brechzahl des mikrostrukturierten Bereichs die limitierende Eigenschaft für die Wellenführung liefert. Damit erhält man eine Funktion für die Numerische Apertur, die von der Wellenlänge  $\lambda$  und der Stegbreite  $w$  abhängt.

$$NA = f(\lambda, w) = \sqrt{n_{silica}^2 - n_{silica}^2 \sin^2 \left( \arccos \left( \frac{\lambda (m \pi + 2 \Phi)}{2 \pi n_{silica} w} \right) \right)} \quad (3.4)$$

$m$  beschreibt die Modenordnung, wobei im folgenden nur der Grundmode ( $m = 0$ ) betrachtet wird.  $\Phi$  wird mittels Gleichung (2.17) berechnet. Nun erfolgt die Messung der Numerischen Apertur mit einer festgelegten Wellenlänge. Die Werte der Messung (zum Beispiel  $\lambda = 660 \text{ nm}$  und  $NA_{\lambda=660 \text{ nm}}$ ) werden in die Gleichung eingesetzt. Damit ist nur noch die Stegbreite unbekannt und kann berechnet werden.

Hat man die Stegbreite ermittelt, werden die Werte für die Wellenlänge und Numerische Apertur gelöscht. Da die Stegbreite nun bekannt ist ergibt sich für die Gleichung (3.4) folgender Zusammenhang:  $NA = f(k)$ . Eine beispielhafte Funktion ist in Abbildung 3.3 graphisch dargestellt.

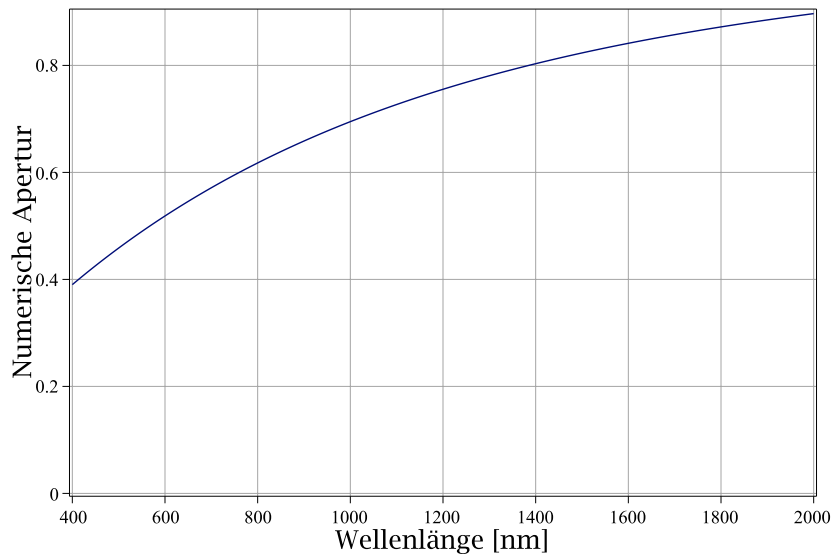


Abbildung 3.3: Biespielhafter Verlauf der Numerischen Apertur  $NA$  über die Wellenlänge  $\lambda$

Mit dem oben erklärten Vorgehen wurde ein Applet programmiert (siehe Anhang B). Das Programm ist so aufgebaut, dass in der Benutzeroberfläche die Brechzahlen der Materialien vom Benutzer eingegeben werden müssen. Zusätzlich müssen die gemessene Numerische Apertur und die für die Messung verwendete Wellenlänge eingegeben werden. Darauf hin wird die Stegbreite numerisch berechnet. Mit diesem Wert kann anschließend der Verlauf der Numerischen Apertur in einem vom Benutzer wählbaren Wellenlängenbereich dargestellt werden. Der ermittelte Kurvenverlauf lässt sich optional exportieren, sodass dieser mit anderen Programmen weiterverarbeitet werden kann.

## 3.2 Abhängigkeit des Fernfelds von der Steganzahl

Abschließend ist in Abb. 3.3 das Verhalten der  $NA$  über der Stegbreite. In der Abbildung ist zu sehen, dass die  $NA$  stark von der Stegbreite abhängt und für den Grenzfall  $w/\lambda \ll 1$  sich die Numerische Apertur 1 nähert. Des Weiteren ist die Längenabhängigkeit für alle Längen sehr gering und wird nur für kleine  $NA$  bedeutend. Die Anzahl der Stege hat ebenfalls nur einen sehr geringen Einfluss [ISSA, 2004, KLEIN et al., 2005, SCHUSTER et al., WADSWORTH et al., 2004]. Für  $N = 50, 75, 100$  unterscheidet sich die  $NA$  weniger als einige Prozent für alle Längen [ISSA, 2004].

Um diese Beobachtungen zu unterstützen, wurden mit COMSOL Multiphysics eine typische Air Clad Faser simuliert. Die Simulation wurde für zwei Fasern gleicher Geometrie, jedoch unterschiedlicher Steganzahl, durchgeführt. Es wurde der Grenzfall mit sehr wenigen  $N = 4$  und einer typischen Anzahl von  $N = 80$  Stegen untersucht. Die simulierten Air Clad Fasern wurden auf Unterschiede ihrer Fundamental Mode analysiert. Diese zeigten jedoch keinen Unterschied in ihren Werten (siehe Anhang A).



## 4 Experimentelle Durchführung

### 4.1 Messaufbau zur Bestimmung der Numerischen Apertur

Für die experimentelle Bestimmung der Numerischen Apertur wurden die Endflächen der Air Clad Fasern versiegelt, um reproduzierbare Messergebnisse zu gewährleisten. Dies erfolgte durch sogenannte End Caps, einem aufgeschmolzenen Bereich, der durch einen Bruch sehr klein gehalten wurde. Damit stand eine plane Ein- und Auskoppelfläche zur Verfügung. Die Numerische Apertur wurde durch die inverse Fernfeldmethode ermittelt (siehe Abb. 4.2). In die Air Clad Faser wurde mit einer Standard Single Mode Faser Licht der Wellenlängen  $\lambda = (660, 980, 1310, 1550) \text{ nm}$  im  $mW$ -Bereich eingekoppelt. Dabei wurde der Einkoppelwinkel kontinuierlich in  $2^\circ$  Schritten verändert. Am anderen Ende der Faser wurde die transportierte Leistung mit einem Sensor gemessen, der nach dem Prinzip einer ULBRICHT-Kugel aufgebaut war. Der Aufbau des Sensors ermöglicht die Leistungsmessung unabhängig von der Qualität der Faserendfläche.

	Längen	Stegbreite
<i>MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #1</i>	3, 5, 10, 20 m	710 nm
<i>MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #2</i>	3 m	1340 nm
<i>MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #3</i>	3 m	400 nm
<i>AS 400/440 IR PI</i>	3 m	

Abbildung 4.1: Auflistung der vermessenen Fasern

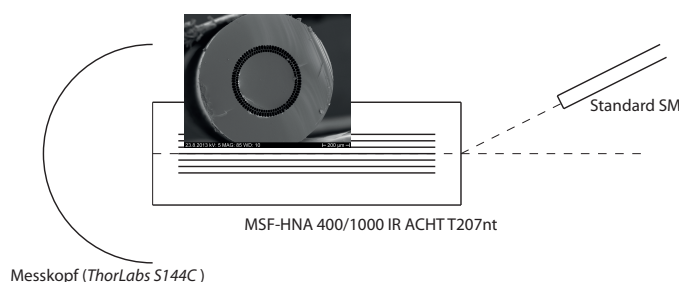


Abbildung 4.2: Schematische Skizze des Messaufbaus: Links im Bild die zu messende Air Clad Faser mit End Cap. In die Faser wird singlemodige Strahlung unter einem Winkel  $\Theta$  eingekoppelt und die geführte Leistung am anderen Ende der Faser gemessen.

Die gewonnenen Messwerte wurden mit einem selbst geschriebenen Programm ausgewertet. Dafür werden die Messwerte aus der betreffenden txt-Datei ausgelesen und

graphisch dargestellt. Anschließend werden die Wendetangenten durch die Flanken gelegt und die Schnittpunkte mit der  $x$ -Achse berechnet. Mit den Schnittpunkten ist der halbe Öffnungswinkel berechenbar und damit die Numerische Apertur gegeben (siehe Kapitel C). Für das gezeigte Intensitätsprofil ergibt sich damit zum Beispiel eine Numerische Apertur von  $NA = 0.41$  (siehe Abbildung 4.3).

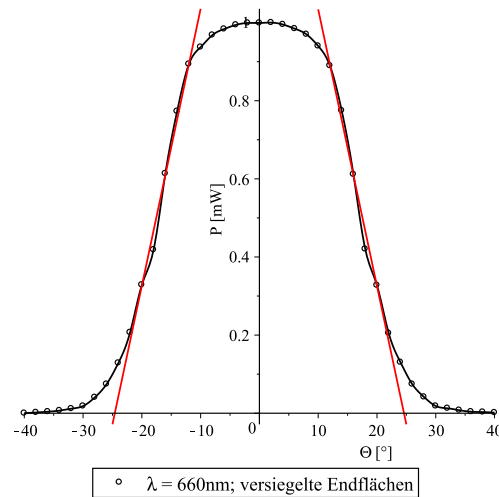


Abbildung 4.3: Darstellung der Messwerte und Berechnung der Numerischen Apertur. Der Schnittpunkt der Tangente (rot) mit der  $x$ -Achse ist der halbe Öffnungswinkel

Um die Messgenauigkeit der Messmethode einschätzen zu können, wurde mit der gleichen Methode eine Standardfaser vermessen. Dabei handelte es sich um eine *AS 400/440 IR PI* mit einer bekannten Numerischen Apertur von  $NA = 0.2$ . Die gemessene Numerische Apertur lag dagegen bei  $NA = 0.19$ . Der Vergleich zeigt, dass mit dieser Messmethode die Numerische Apertur hinreichend genau gemessen werden kann.

Des weiteren wurde der Einfluss der Versiegelung auf die Messung der Numerischen Apertur untersucht. Dazu wurde eine Air Clad Faser sowohl mit versiegelten als auch mit offenen Endflächen vermessen. Die Messung erfolgte für ein  $5\text{ m}$  langes Faserstück bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 660\text{ nm}$ .

## 4.2 Faserpräparation

Während der Faserpräparation fiel auf, dass die mechanische Stabilität der Fasern hinsichtlich ihrer Cleave-Eigenschaften, mit einem zweifachen Ringsystem, wesentlich höher ist, als ein Fasertyp mit nur einem Luftring. So gelangen an der Faser mit zwei Luftringen saubere und exaktere Brüche.

Bei Fasertypen, die nur über einen Luftring verfügten, brach sehr häufig das Jacket oder der Kern zurück, sodass selten eine ebener Querschnitt an der Faserendfläche realisiert werden konnte.

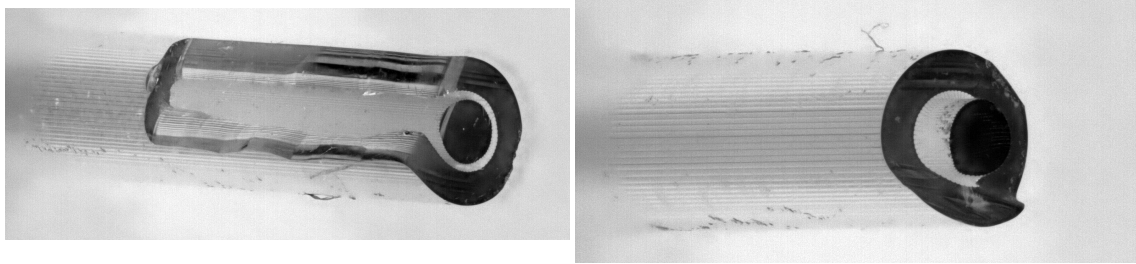


Abbildung 4.4: Auflichtaufnahmen von Fasern mit einem Luftring. Es ist deutlich das zurückgebrochene Jacket (links) beziehungsweise das unterschiedliche Höhenniveau vom Kern zum Jacket zu erkennen.

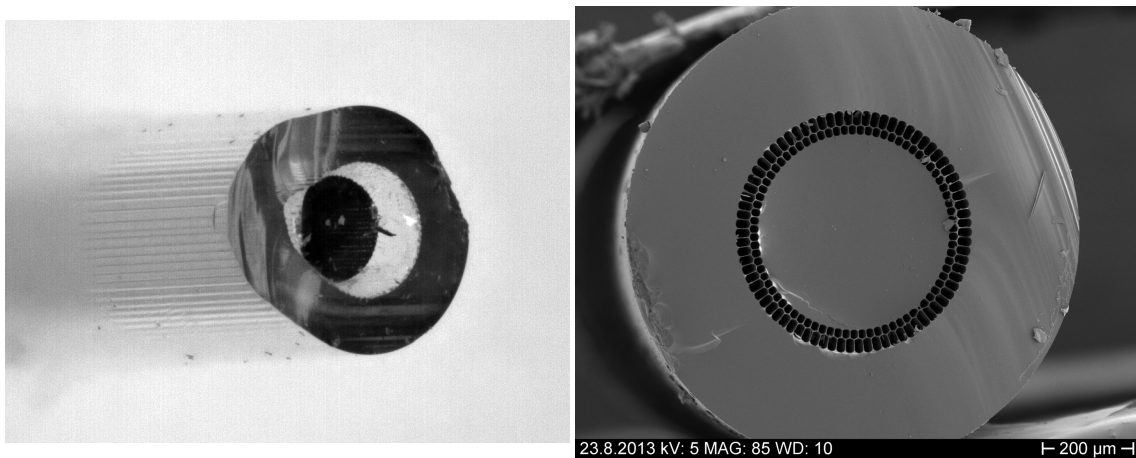


Abbildung 4.5: Vergleich einer Air Clad Faser mit einem Luftring (links) mit einer Air Clad Faser mit zwei Luftringen (rechts). Die Endfläche der rechten Faser ist wesentlich homogener als der Querschnitt der linken Faser.

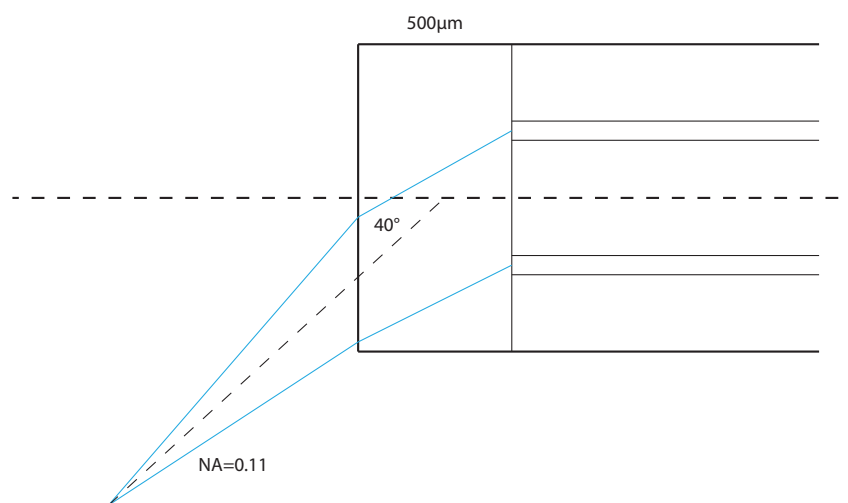


Abbildung 4.6: Skizze des Strahlverlaufs bei Versiegelung der Endflächen einer Air Clad Faser. Ab einem Winkel von  $\approx 40^\circ$  wird der Kern überstrahlt und führt zu einer fehlerhaften NA-Messung.

Der Einfluss der versiegelten Endflächen auf die Numerische Apertur im Vergleich zu einer gecleavten Grenzfläche ist sehr gering. Die Numerischen Aperturen wichen lediglich um 0.015 von einander ab (siehe Kapitel C S. 66). Aufgrund der Versiegelung der Endfläche wird der eingekoppelte Strahl weiter aufgeweitet. Bei einem Akzeptanzwinkel von  $> 45^\circ$  wird die der Kern der Air Clad Faser überstrahlt, wodurch es zu Messfehlern kommen kann. Das heißt bis zu einer Numerischen Apertur von 0.7 kann fehlerfrei gemessen werden (siehe Abb. 4.6).

### 4.3 Ergebnisse der Numerischen Apertur Bestimmung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Chargen einer Air Clad Faser mit folgenden Designparametern experimentell vermessen und die Numerische Apertur nach dem im Kapitel 3.1.1 beschriebenen Verfahren bestimmt. Kerndurchmesser  $a = 400\,\mu\text{m}$ , 2 Luftringe mit einer radialen Breite von  $r_{\text{airclad}} = 110\,\mu\text{m}$  und einer Jacketbreite von  $r_{\text{jacket}} = 190\,\mu\text{m}$ . Die Dimension der Stege variierte von Charge zu Charge. Zusätzlich wurde das Fernfeld einer der Fasern auf ihre Längenabhängigkeiten untersucht.

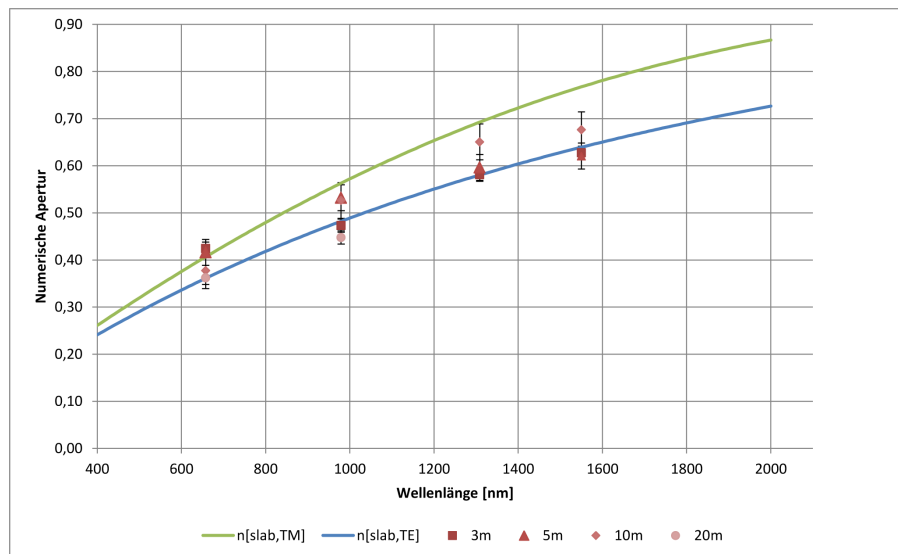


Abbildung 4.7: Numerische Apertur in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Faser: *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #2*. Die durchgezogene Linie beschreibt die berechneten Vorhersagen für *TE*- und *TM*-Stegmoden

Die berechnete Stegbreite der Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #1* liegt bei  $w = 707\,\text{nm}$ . Zum Vergleich die Vermessung der Fasergeometrie mit einem REM ergab eine Stegbreite von  $w \approx 700\,\text{nm}$  (siehe Abb. (4.8)).

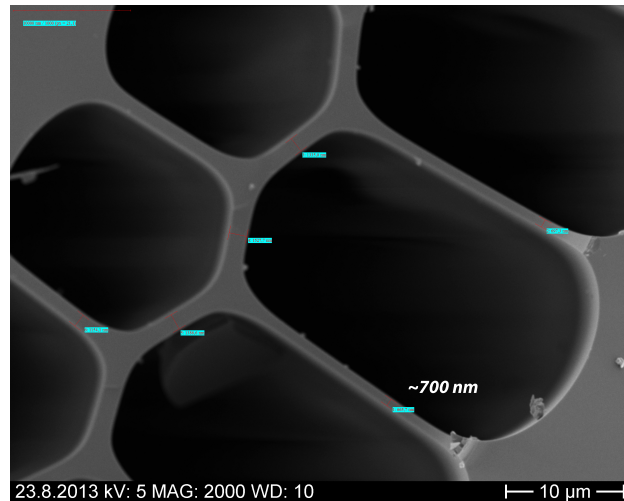


Abbildung 4.8: REM-Aufnahme der vermessenen Faser. Die Stegbreite des äußeren Rings ergab in etwa  $700\text{ nm}$ . Im linken Bildrand schließt sich der Faserkern und am rechten Bildrand das Jacket an.

Für die Bestimmung der Numerischen Aperturen der beiden anderen Fasern wurden Längen von jeweils  $3\text{ m}$  gewählt. Für beiden Fasern wurde ebenfalls die Breite der Stege mit Hilfe des Modells bestimmt und anschließend mit den REM-Aufnahmen verglichen.

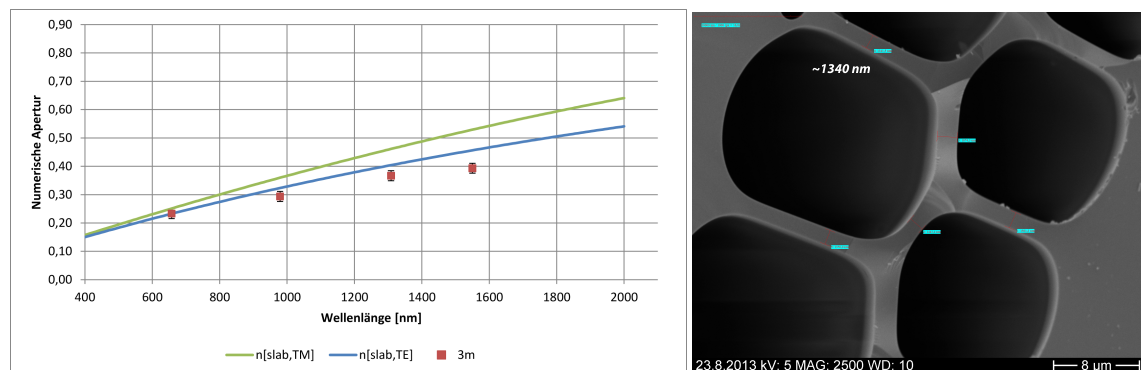


Abbildung 4.9: Links: Numerische Apertur in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Faser: *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #2*  
 Rechts: REM-Aufnahme der vermessenen Faser. Die berechnete Stegbreite lag bei  $1212\text{ nm}$ , die Gemessene bei  $\approx 1340\text{ nm}$

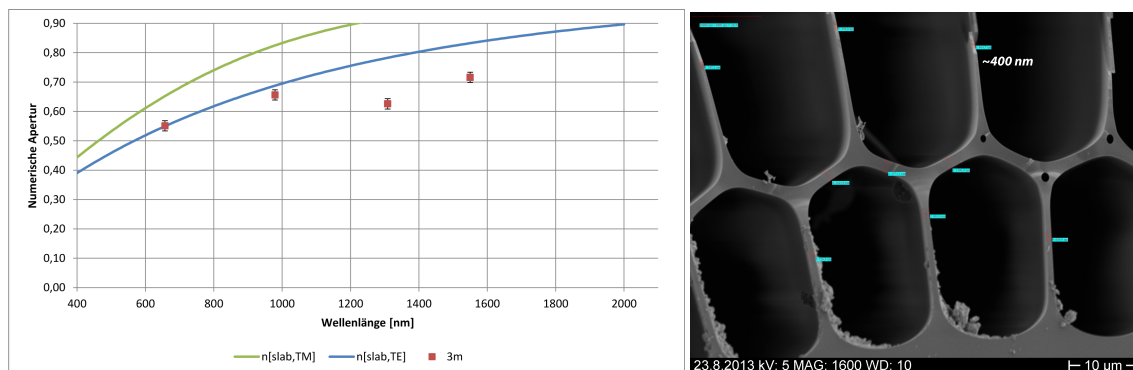


Abbildung 4.10: Links: Numerische Apertur in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Faser: *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #3*  
 Rechts: REM-Aufnahme der vermessenen Faser. Die berechnete Stegbreite lag bei  $388 \text{ nm}$ , die Gemessene bei  $\approx 400 \text{ nm}$

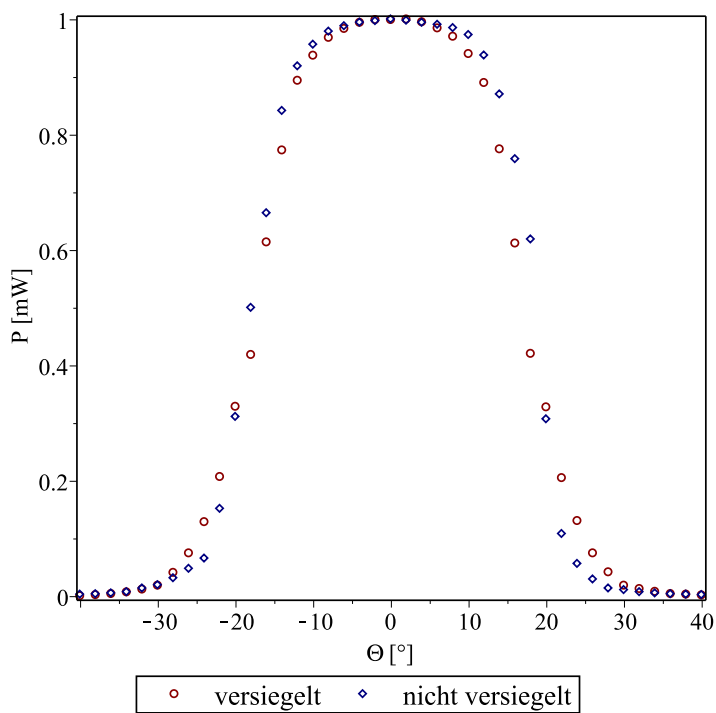


Abbildung 4.11: Messung des Fernfelds der Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #1* mit  $5 \text{ m}$  Länge bei  $660 \text{ nm}$  mit und ohne versiegelten Endflächen. Der Unterschied zwischen den Numerischen Aperturen liegt bei 0.01

## 5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Mit der in Kapitel 3.1.1 erläuterten Gleichung war es möglich, den Verlauf der Numerischen Apertur der Air Clad Fasern vorherzusagen.

Durch Variation der Stegbreiten konnten Werte für die Numerische Apertur im Bereich von 0.4..0.75 gezielt eingestellt werden. Der Verlauf der Numerischen Apertur über einen bestimmten Wellenlängenbereich verhält sich gemäß der durch das Modell getroffenen theoretischen Vorhersage.

Die Vermessung der Air Clad Fasern hinsichtlich ihrer Numerischen Apertur zeigte, dass sich mit abnehmender Stegbreite die Numerische Apertur erhöht. Dabei ist die Anzahl der Stege, aus denen der mikrostrukturierte Luftring besteht, von geringer Bedeutung.

In Abbildung 4.7 ist der Verlauf der Numerischen Apertur über die Wellenlänge zu sehen. Die durchgezogenen Kurven beschreiben die durch das Modell (siehe Kapitel 3.1.1) ermittelte Vorhersage des Verlaufs für unterschiedliche Stegmoden ( $TE$ ,  $TM$ ). Es ist deutlich zu erkennen, dass die ermittelte Numerische Apertur für die unterschiedlichen Wellenlängen in der Nähe der Vorhersage für die  $TE$ -Stegmoden liegen. Die in Kapitel 2.4.2 getroffenen Annahmen, dass die  $TM$ -Kernmoden mit den  $TE$ -Stegmoden koppeln und vor allem diese Modeklassen für den Verlauf der Numerische Apertur verantwortlich sind, können somit nachgewiesen werden.

Die Werte zeigen jedoch keine Längenabhängigkeit. Zu erwarten wäre, dass der Fernfelddurchmesser mit zunehmender Länge abnimmt, da höhere Moden einer starken Dämpfung unterliegen. Die Ursache könnte darin liegen, dass sich dieses Verhalten erst für höhere Längen zeigt.

Die berechnete Stegbreite der Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #1* liegt bei  $w = 707\text{ nm}$ . Zum Vergleich die Vermessung der Fasergeometrie mit einem REM ergab eine Stegbreite von  $w \approx 700\text{ nm}$  (siehe Abb. (4.8)). Bemerkenswert ist die starke Übereinstimmung der tatsächlichen mit der theoretischen Stegbreite. In diesem Fall weichen die beiden Werte lediglich um  $10\text{ nm}$  voneinander ab.

Die ermittelten theoretischen Stegbreiten liegen bei  $1212\text{ nm}$  für die Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #2* und bei  $388\text{ nm}$  für die Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #3*. Wobei diese mit den Tatsächlichen ebenfalls sehr gut übereinstimmen ( $1212\text{ nm}$  vs.  $\approx 1340\text{ nm}$  und  $388\text{ nm}$  vs.  $\approx 400\text{ nm}$ ). Die Auswertung des  $NA$ -Verlaufs zeigt zumindest für die Faser *MSF-HNA 400/1000 IR ACHT T207nt #2* ebenfalls eine große Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage.

Auffällig in Abbildung (4.10) ist, dass die Messwerte für  $\lambda = 1310\text{nm}$  und  $\lambda = 1550\text{nm}$  nicht mit der Vorhersage übereinstimmen und sehr stark abweichen. Die erste Vermutung war, dass für diese Wellenlängen der Grenzbereich  $w \ll \lambda$  bereits erreicht oder überschritten wurde. Die Grenze hierfür liegt jedoch bei etwa  $w/\lambda \approx 0.1$ . Das kann also nicht der Grund für die starke Abweichung sein.

Der Fehler liegt in der kollabierten Endfläche. Aufgrund des Endcaps wird der eingekoppelte Strahl gebrochen und erfährt damit eine weitere Aufweitung. Untersuchungen ergaben, dass ein maximaler Akzeptanzwinkel von  $45^\circ$  nicht überschritten werden darf, da sonst der Kern überstrahlt wird. Der Akzeptanzwinkel von  $45^\circ$  entspricht einer Numerischen Apertur von  $NA \approx 0.7$ . Das heißt die theoretisch zu erwartenden Numerische Apertur von über 0.7 kann mit diesem Messprinzip nicht nachgewiesen werden.

## 5.1 Übergang von 1-Ring zu 2-Ring-System

Bei der Analyse der Air Clad Fasern mit 2 Ringstrukturen zeigte sich, dass trotz einer modellhaften Annahme von nur einem Luftring, die Vorhersage sowie die berechneten Stegbreiten sehr gut übereinstimmen. Wobei die ermittelten Stegbreiten mit denen im äußeren Ring verglichen werden müssen. Eine These ist: solange die Stegbreite des inneren Luftrings größer der Stegbreite des äußeren Luftrings ist, ist der innere Ring für beschriebene Modell irrelevant.

Die Vermutung ist folgende: Für die Problematik ist der Steg der kleinsten Breite maßgeblich. Durch ihn wird die Anzahl der Moden begrenzt, die die Leistung in das Jacket abführen. Die Stege im inneren Ring sind wesentlich breiter als die des äußeren Rings. Das heißt in den Stegen des inneren Rings werden mehr Moden geführt als in den Stegen des äußeren Rings.

Nimmt man beispielhaft an, dass die Stegbreite im inneren Ring bei  $\approx 1300\text{nm}$  liegt können je nach Wellenlänge etwa 5 Moden geführt werden. Bei einer Stegbreite von  $\approx 700\text{nm}$  im äußeren Ring können nur noch 3 der anfänglichen 5 Moden (bei gleicher Wellenlänge) geleitet werden. Nur diese Moden sind relevant für den Leistungsverlust, da nur diese Moden die Leistung ins Jacket abtransportieren können. In Abbildung (5.1) ist eine Durchlichtaufnahme einer Air Clad Faser zu sehen, in die auf der anderen Seite Strahlung eingekoppelt wurde. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Stege als Filmwellenleiter fungieren und die Strahlung des Kerns leiten. In den Stegen der zweiten Ringstruktur fällt die Intensität sehr stark ab. Diese Abbildung soll als Veranschaulichung dafür dienen, dass in den Stegen eine Wellenausbreitung stattfindet. Die Kernmoden koppeln mit den möglichen Moden der Stege und werden ins Jacket abtransportiert.



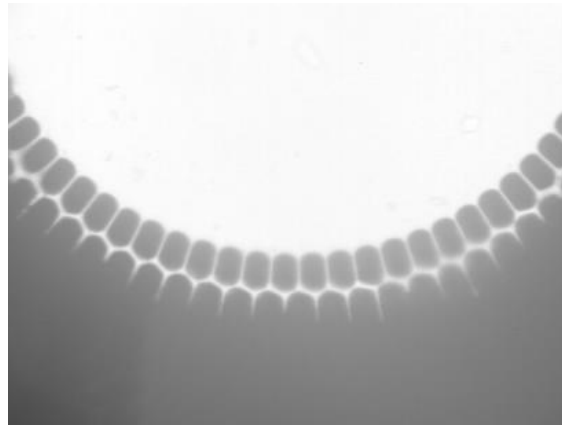


Abbildung 5.1: Aufnahme einer Endfläche mit 400-facher Vergrößerung. Am anderen Ende der Faser wurde Licht der Wellenlänge  $532\text{ nm}$  eingekoppelt. Dabei wurde der Kern und der mikrostrukturierte Bereich überstrahlt.

## 5.2 Abhängigkeit der Numerischen Apertur von der Steganzahl

Wie bereits festgestellt wurde, spielt die Steganzahl in dem Modell eine sehr geringe Rolle. Diese Problematik ist insofern schwer verständlich, da durch die Stege Leistung abgesaugt wird. Demnach sollte eine höhere Anzahl an Stegen, mehr Leistung vom Kern in das Jacket transportieren, wo diese verloren geht. Zur Erklärung wird erneut das Filmwellenleiter-Modell herangezogen werden.

$n_{slab}$  beschreibt die Brechzahl, die eine elektromagnetische Welle im Grundmode erfährt, wenn sie durch einen Steg abgeführt wird. Aus dieser einfachen Struktur (Luft/Steg /Luft) kann ein Mehrschichtsystem mit mehreren Stegen aufgebaut werden. Die effektive Brechzahl dieses Mehrschichtsystems ist gleich  $n_{slab}$ , solange sichergestellt wird, dass der Abstand der Stege mindestens das zweifache der verwendeten Wellenlänge ist. Das heißt die Breite der Luftlöcher liegt im Minimum bei  $2\lambda$ . Diese Annahme folgt aus der Simulation, dass die Felder, die sich in den Stegen ausbreiten, in den Luftlöchern stark abfallen (Vgl. Abb. (5.2)). Liegen zwei Stege sehr dicht bei einander, würden sich die Felder der Stege überlagern. Das würde dazu führen, dass sich die Felder zweier benachbarter Stege gegenseitig beeinflussen. Wird diese Problematik durch ein geeignetes Design der Faser unterbunden, ändert sich  $n_{slab}$  nicht, unabhängig von der Anzahl der Stege.

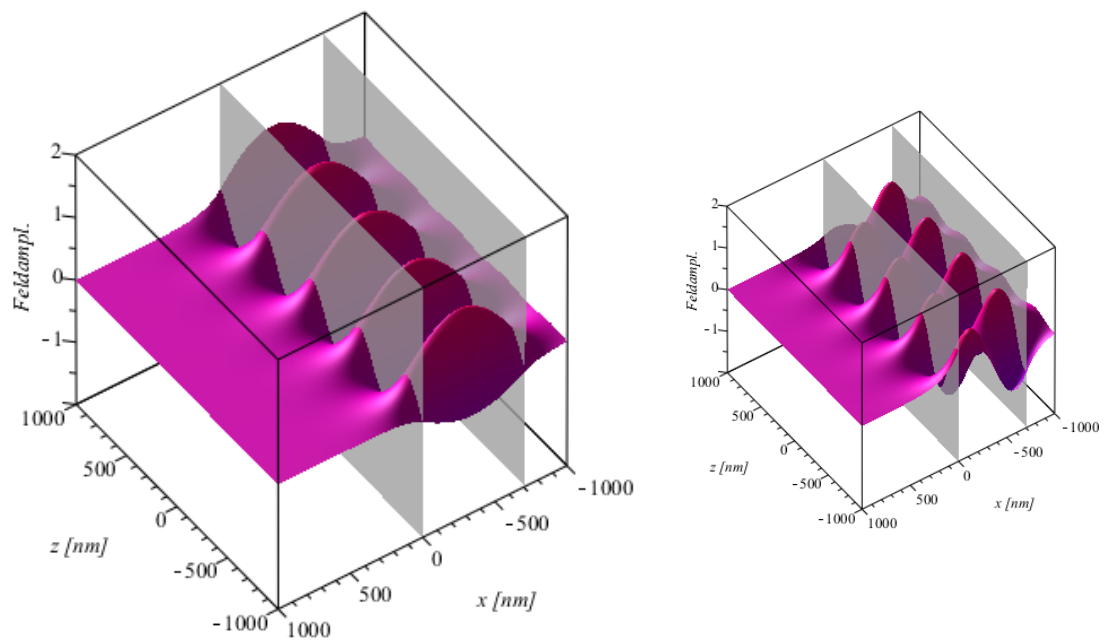


Abbildung 5.2: Simulation der Wellenausbreitung in einem Steg für den Grundmode  $m = 0$  (links) und den nächst höheren Mode  $m = 1$  (rechts). Das schnelle Abfallen des Feldes im Bereich der Luftlöcher ist sehr gut zu erkennen.

## 6 Thesen

1. Es wurde die Numerischen Apertur in Abhängigkeit der Stegbreite gemessen.
2. Es wurde die Änderung des Fernfeldes mit unterschiedlicher Faserlänge untersucht.
3. Die Stegbreite einer Air Clad Faser wurde mit Hilfe der Numerischen Apertur berechnet.
4. In Air Clad Fasern mit mehreren Luftringen, ist die größte Stegbreite im äußeren Ring für den funktionalen Zusammenhang  $NA = f(w)$  maßgeblich.
5. Zur Vorhersage der zu erwartenden Numerischen Apertur einer Air Clad Faser wurde ein Applet entwickelt.
6. Eine Air Clad Faser mit zwei Luftringen ist mechanisch stabiler hinsichtlich ihrer Cleave-Eigenschaften als eine äquivalente Faser mit nur einem Luftring.



## Anhang A: Simulationsdaten Comsol Multiphysics

Auf den folgenden Seiten sind die Grundlagen und Ergebnisse der COMSOL Multiphysics Berechnungen zu finden. Simuliert wurde eine typische Air Clad Struktur mit unterschiedlicher Steganzahl  $N$ . Der erste Bericht beinhaltet die Analyse der Faser mit 4 Stegen, der Zweite die Analyse der Faser mit 80 Stegen.

Beide Simulationen liefern die gleichen effektive Brechzahl  $n_{eff}$  für den Grundmode (in Berichten effektiver Modenindex genannt) der jeweiligen Faser. Damit lässt sich vermuten, dass die Steganzahl  $N$  nur einen geringen bis keinen Einfluss auf die Numerische Apertur der Faser hat.



# Air Clad Fiber 1Ring 4Stege

---

## Autor

Philipp Hanke

## Datum

01.10.2013 08:08:27

## Firma

Fiberware GmbH

## Inhalt

1.	Modell 1 (mod1).....	2
1.1.	Definitionen.....	2
1.2.	Geometrie 1.....	2
1.3.	Materialien .....	3
1.4.	Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw).....	5
1.5.	Netz 1.....	6
2.	Studie 1.....	7
2.1.	Modalanalyse .....	7
3.	Ergebnisse.....	8
3.1.	Datensätze.....	8
3.2.	Plotgruppen.....	8

## 1 Modell 1 (mod1)

### 1.1 Definitionen

#### 1.1.1 Koordinatensysteme

##### *Randsystem 1*

Art des Koordinatensystems	Randsystem
Kürzel	sys1

#### 1.1.2 Gebietseigenschaften

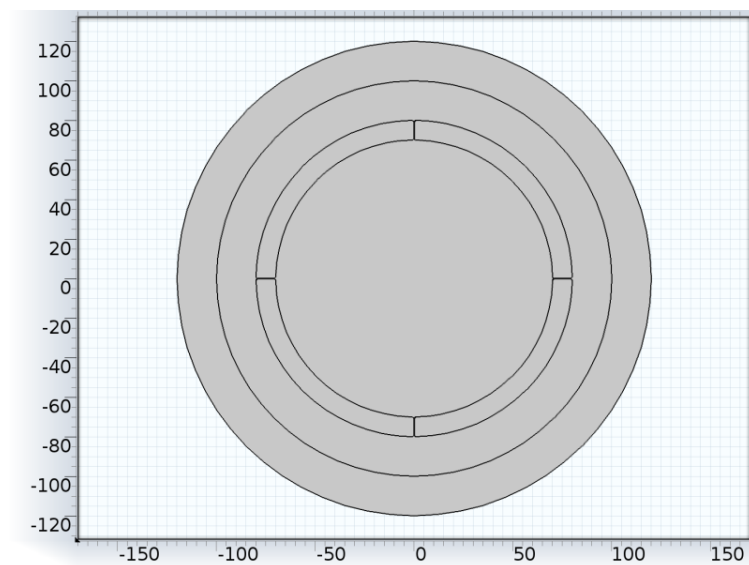
##### *Perfekt absorbierende Schicht (Perfectly matched layer) 1*

Kürzel	pml1
--------	------

##### Auswahl

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiet 6

### 1.2 Geometrie 1



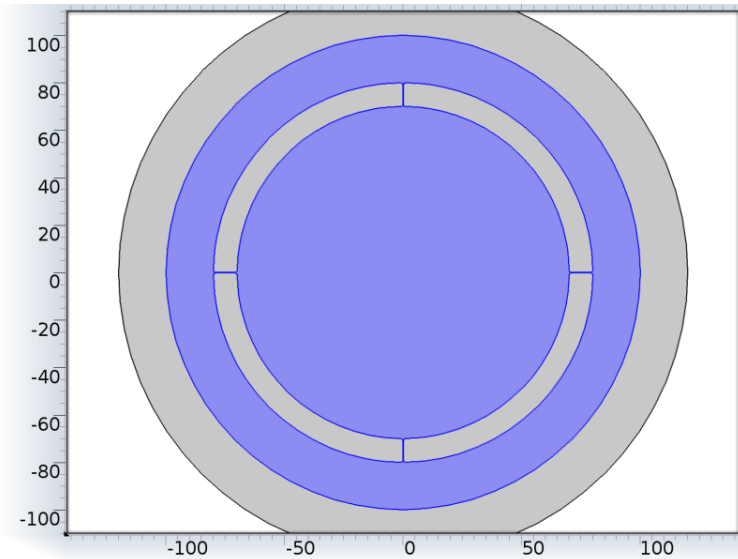
##### *Geometrie 1*

##### Einheiten

Längeneinheit	$\mu\text{m}$
Winkелеinheit	deg

## 1.3 Materialien

### 1.3.1 Silica glass

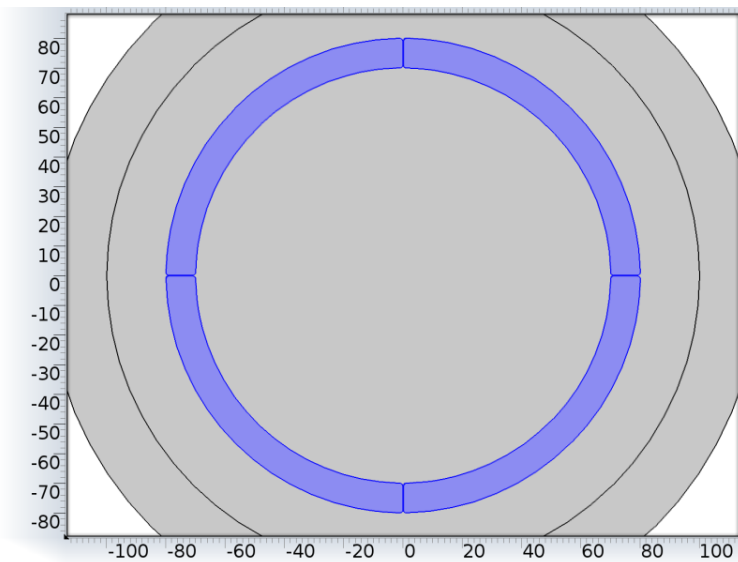


*Silica glass*

#### Auswahl

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiet 1

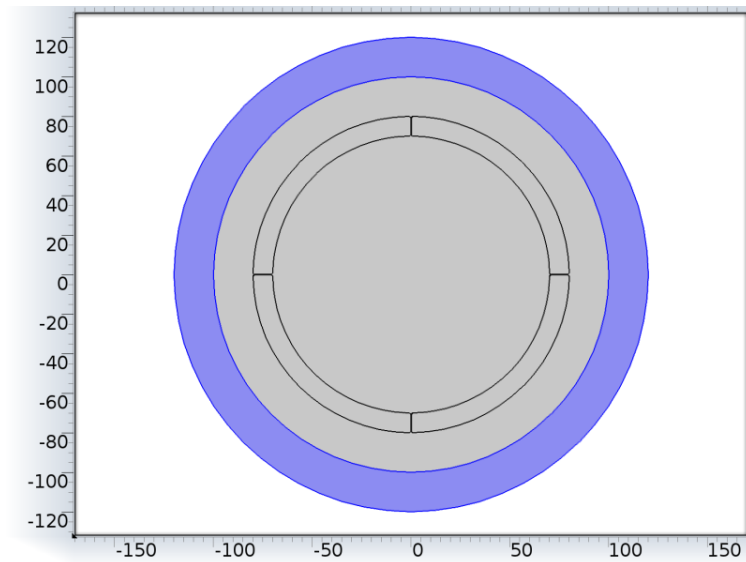
### 1.3.2 Air





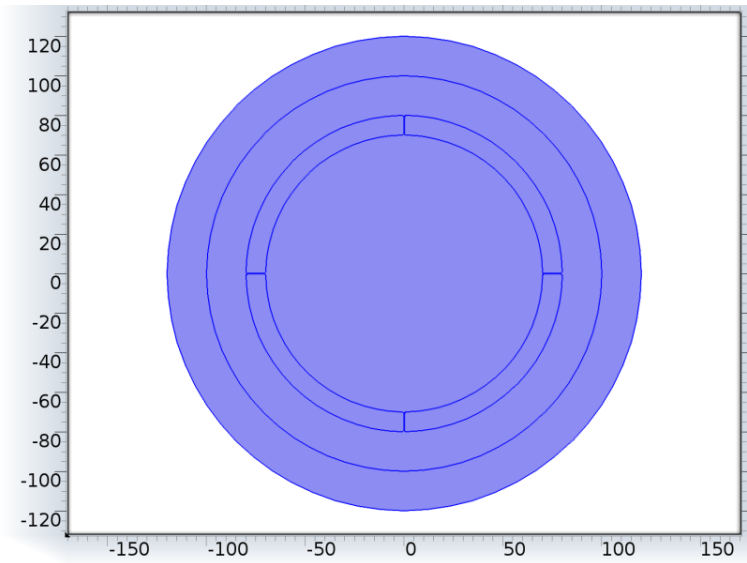
*Air***Auswahl**

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiete 2–5

**1.3.3 Material 5***Material 5***Auswahl**

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiet 6

1.4 Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw)



Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum

Auswahl

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiete 1–6

Equations

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0})\mathbf{E} = \mathbf{0}$$
$$\lambda = -j\beta - \delta_z$$

Komponenten

Wellengleichung, elektrisch 1
Idealer elektrischer Leiter 1
Anfangswerte 1

1.4.1 Wellengleichung, elektrisch 1

Gleichungen

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = \mathbf{0}$$
$$\lambda = -j\beta - \delta_z$$

Einstellungen

Einstellungen

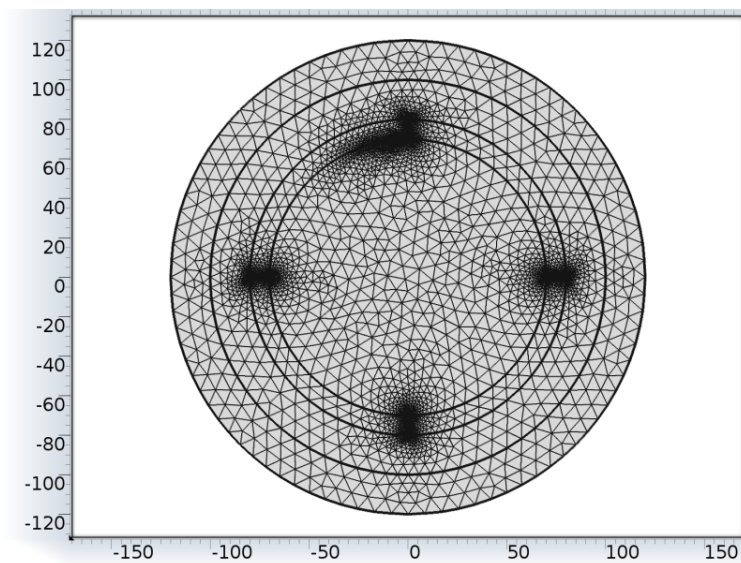
Beschreibung	Wert
Modell des elektrischen Verschiebefelds	Brechungsindex

**Eigenschaften vom Material**

Eigenschaft	Material	Eigenschaft Gruppe
Brechungsindex	Silica glass	Brechungsindex
Brechungsindex, Imaginärteil	Silica glass	Brechungsindex
Brechungsindex	Air	Brechungsindex
Brechungsindex, Imaginärteil	Air	Brechungsindex
Brechungsindex	Material 5	Brechungsindex
Brechungsindex, Imaginärteil	Material 5	Brechungsindex

**1.4.2 Idealer elektrischer Leiter 1****Gleichungen**

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$$

**1.4.3 Anfangswerte 1****1.5 Netz 1***Netz 1*

## 2 Studie 1

### 2.1 Modalanalyse

#### Netzauswahl

Geometrie	Netz
Geometrie 1 (geom1)	mesh1

#### Auswahl der physikalischen Gleichungen

Physik	Diskretisierung
Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw)	physics

### 3 Ergebnisse

#### 3.1 Datensätze

##### 3.1.1 Lösung 1

###### Auswahl

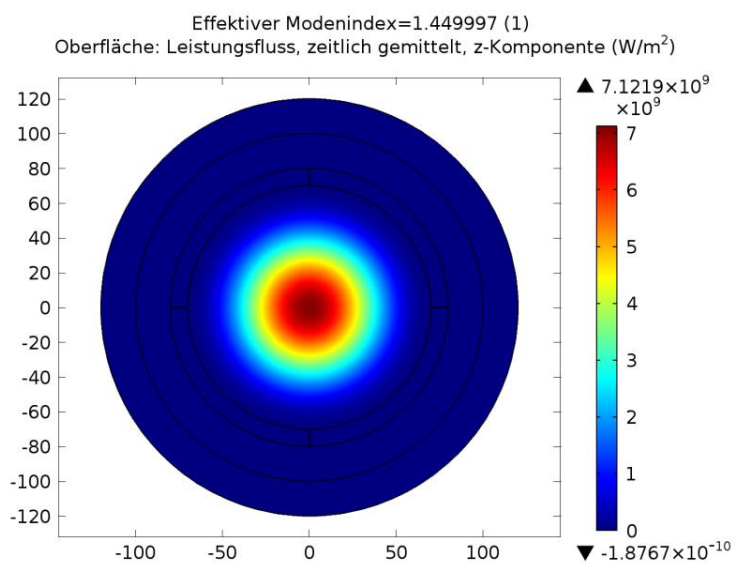
Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Geometrie geom1

###### Lösung

Name	Value
Lösung	Löser 1
Modell	Save Point Geometry 1

#### 3.2 Plotgruppen

##### 3.2.1 Elektrisches Feld



Effektiver Modenindex=1.449997 (1) Oberfläche: Leistungsfluss, zeitlich gemittelt, z-Komponente ( $\text{W}/\text{m}^2$ )



# Air Clad Fiber 1Ring 80Stege

---

## Autor

Philipp Hanke

## Datum

01.10.2013 08:19:12

## Firma

Fiberware GmbH

## Inhalt

1.	Modell 1 (mod1).....	2
1.1.	Definitionen.....	2
1.2.	Geometrie 1.....	2
1.3.	Materialien .....	3
1.4.	Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw).....	4
1.5.	Netz 1.....	5
2.	Studie 1.....	6
2.1.	Modalanalyse .....	6
3.	Ergebnisse.....	7
3.1.	Datensätze.....	7
3.2.	Plotgruppen.....	7

## 1 Modell 1 (mod1)

### 1.1 Definitionen

#### 1.1.1 Koordinatensysteme

##### *Randsystem 1*

Art des Koordinatensystems	Randsystem
Kürzel	sys1

#### 1.1.2 Gebietseigenschaften

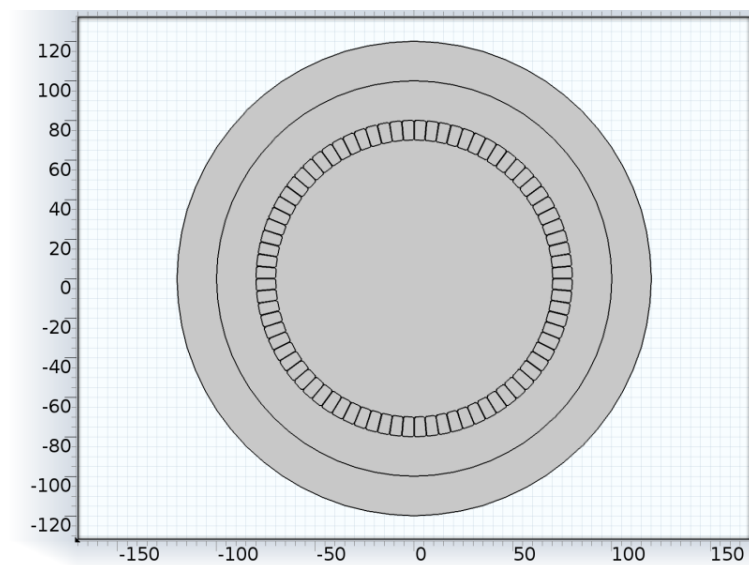
##### *Perfekt absorbierende Schicht (Perfectly matched layer) 1*

Kürzel	pml1
--------	------

##### Auswahl

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiet 82

## 1.2 Geometrie 1



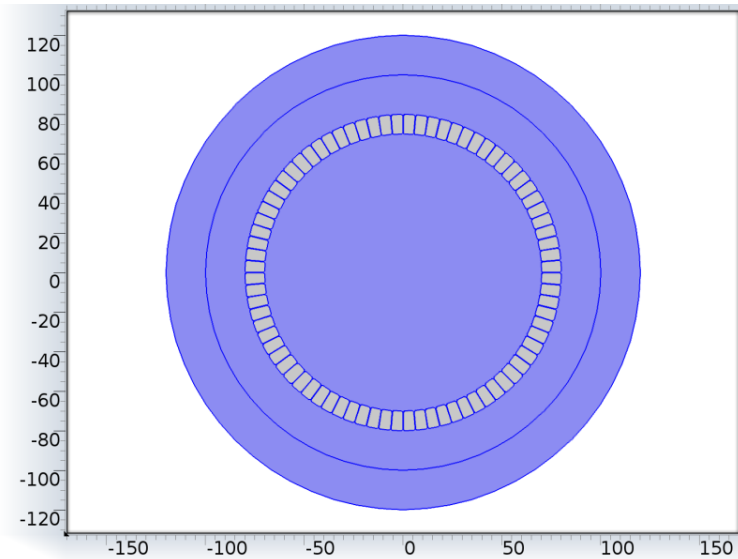
##### *Geometrie 1*

##### Einheiten

Längeneinheit	$\mu\text{m}$
Winkелеinheit	deg

## 1.3 Materialien

### 1.3.1 Silica glass

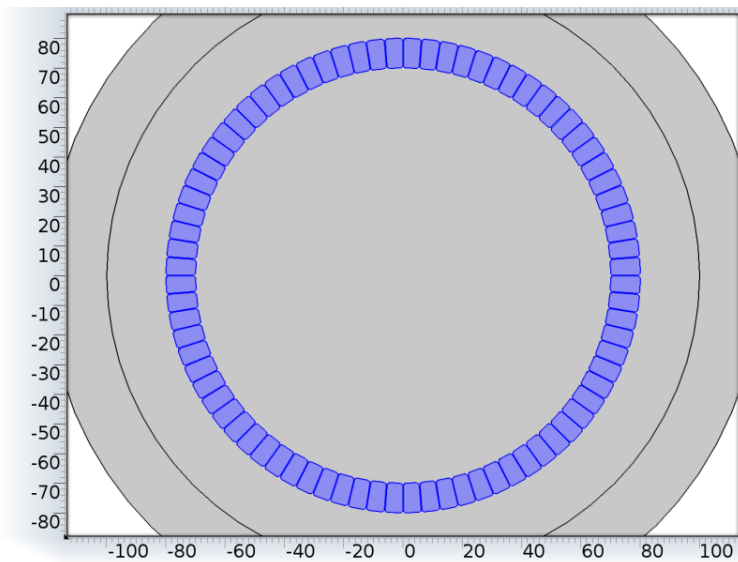


*Silica glass*

#### Auswahl

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiete 1, 82

### 1.3.2 Air

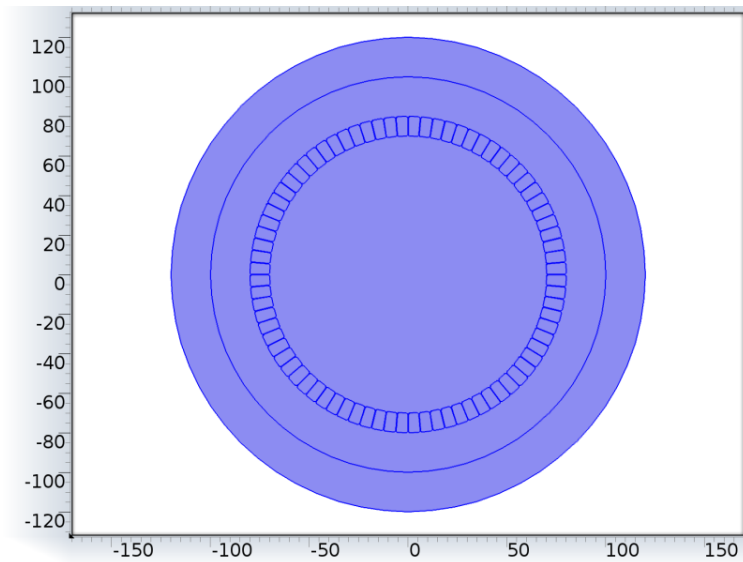




Air

**Auswahl**

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiete 2–81

**1.4 Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw)**

Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum

**Auswahl**

Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Gebiete 1–82

**Equations**

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left( \epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

$$\lambda = -j\beta - \delta_z$$

**Komponenten**

Wellengleichung, elektrisch 1
Idealer elektrischer Leiter 1
Anfangswerte 1

**1.4.1 Wellengleichung, elektrisch 1****Gleichungen**

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

$$\lambda = -j\beta - \delta_z$$

### Einstellungen

#### Einstellungen

Beschreibung	Wert
Modell des elektrischen Verschiebefelds	Brechungsindex

#### Eigenschaften vom Material

Eigenschaft	Material	Eigenschaft Gruppe
Brechungsindex	Silica glass	Brechungsindex
Brechungsindex, Imaginärteil	Silica glass	Brechungsindex
Brechungsindex	Air	Brechungsindex
Brechungsindex, Imaginärteil	Air	Brechungsindex

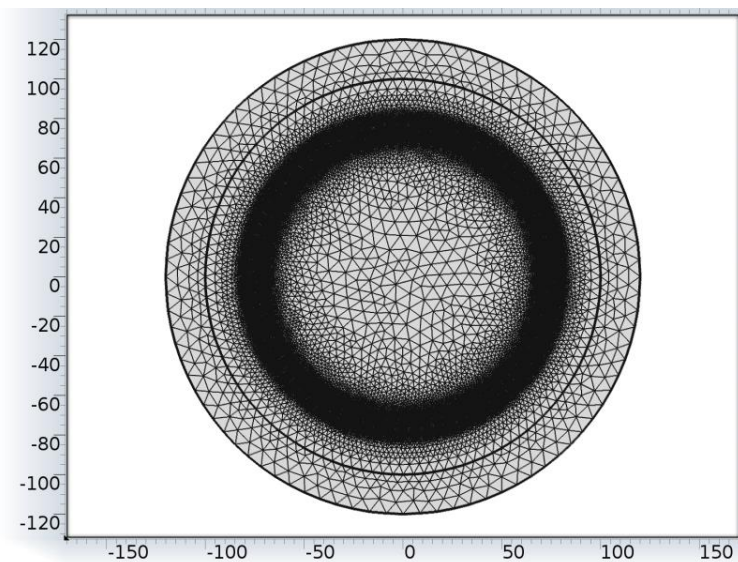
### 1.4.2 Idealer elektrischer Leiter 1

#### Gleichungen

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0$$

### 1.4.3 Anfangswerte 1

## 1.5 Netz 1



Netz 1

## 2 Studie 1

### 2.1 Modalanalyse

#### Netzauswahl

Geometrie	Netz
Geometrie 1 (geom1)	mesh1

#### Auswahl der physikalischen Gleichungen

Physik	Diskretisierung
Elektromagnetische Wellen, Frequenzraum (emw)	physics

### 3 Ergebnisse

#### 3.1 Datensätze

##### 3.1.1 Lösung 1

###### Auswahl

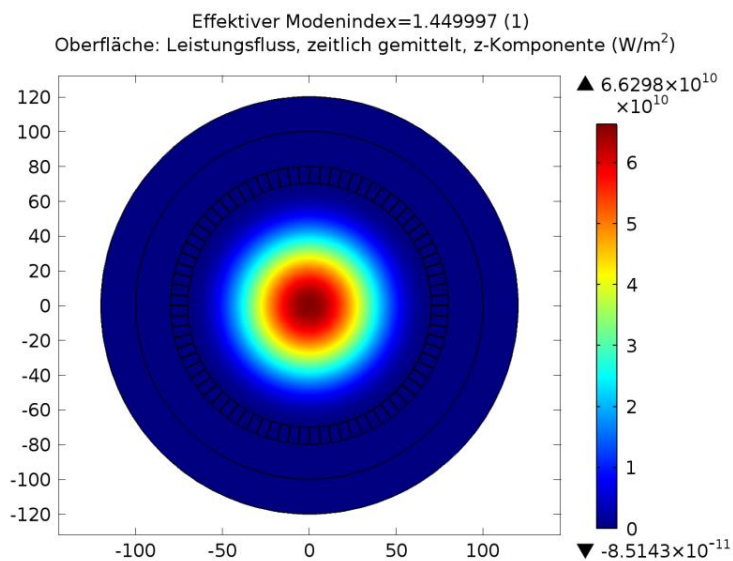
Geometrie-Level	Gebiet
Auswahl	Geometrie geom1

###### Lösung

Name	Value
Lösung	Löser 1
Modell	Save Point Geometry 1

#### 3.2 Plotgruppen

##### 3.2.1 Elektrisches Feld



Effektiver Modenindex=1.449997 (1) Oberfläche: Leistungsfluss, zeitlich gemittelt, z-Komponente (W/m<sup>2</sup>)

## Anhang B: Quelltext

Das in MAPLESOFT Maple 16 programmierte Applet weist 4 Felder auf. Im oberen linken Feld werden die Brechzahlen der verwendeten Materialien eingegeben.  $n_{\text{silica}}$  ist die Brechzahl des Silicatglases und somit das Grundmaterial. In das Feld  $n_{\text{air}}$  ist die Brechzahl der Luftkapillare einzufügen. Alternativ ist jede Brechzahl  $1 \leq n_{\text{air}} < 1.45$  möglich. Mit dem Klick auf den **Plot**-Button im oberen rechten Feld wird Abhängigkeit der Numerischen Apertur von der Stegbreite normiert mit der Wellenlänge  $w/\lambda$  dargestellt. In der unteren Spalte der Oberfläche sind links weitere Angaben einzugeben. Diese setzen Voraus, dass eine existierende Air Clad Faser hinsichtlich ihrer NA vermessen wurde. Die in der Messung verwendete Wellenlänge wird in  $\lambda_0$  und die ermittelte Numerische Apertur in dem Feld NA eingetragen. Die Stegbreite der vermessenen Faser wird durch das Klicken auf den **Evaluate**-Button ausgegeben. Anschließend besteht die Möglichkeit sich die Abhängigkeit der Numerischen Apertur von der Wellenlänge darstellen zu lassen.

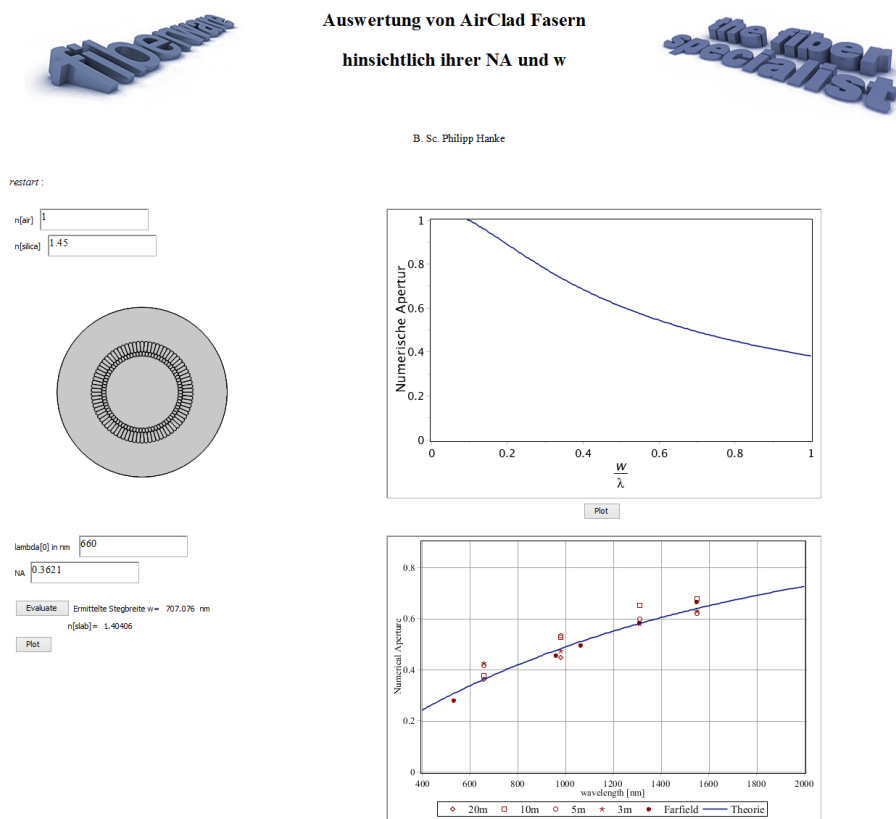


Abbildung B.1: Oberfläche des programmierten Applets

Im folgenden wird der Quellcode der bei der Ausführung des jeweiligen Elements ausgeführt wird, dargelegt.

Zuerst der **Plot**-Button in der ersten Zeile:

Plot

```
use DocumentTools in
module()

local p;
Do(restart);

Do(f1 = 2*Pi*%nsilica*v*cos(u));
Do(f2 = arctan(sqrt((%nsilica)^2*sin(u)^2-(%nair)^2)/
(%nsilica*cos(u))));
Do(x = solve(f1-2*f2 = 0, u));
Do(neff = %nsilica*sin(x));
Do(p=sqrt(%nsilica^2-neff^2));
Do(%PlotNAnorm=plot(p,v=0..3,y=0..1,axes=boxed,axesfont=
['Helvetica',12],labels=[w/lambda,'NumerischeApertur'],
labelfont=['Helvetica',14],labeldirections=['horizontal',
'vertical'],color='Niagara Navy',scaling=unconstrained));
end module;
```

Nun der Quellcode für die Buttons in der zweiten Zeile:

Evaluate

```
use DocumentTools, plots in
module()

global w;
Do(restart);

Do(k[0] = evalf(2*Pi*(1/%lambda0)));
Do(f1[0] = %nsilica*k[0]*w*cos(u));
Do(f2[0] = arctan(sqrt((%nsilica)^2*sin(u)^2-(%nair)^2)/
(%nsilica*cos(u))));
Do(x[0] = solve(f1[0]-2*f2[0] = 0, u));
Do(neff[0] = %nsilica*sin(x[0]));
Do(w=solve(%nsilica^2-neff[0]^2 = (%na)^2, w));

Do(%Width(caption)=sprintf('%g',w));
Do(%Neff(caption)=sprintf('%g',neff[0]));
end module;
```



```
use DocumentTools in
module()

local p;
Do(restart);

Do(f1 = k*%nsilica*w*cos(v));
Do(f2 = arctan(sqrt((%nsilica)^2*sin(v)^2-(%nair)^2)/
(%nsilica*cos(v))));
Do(x = solve(f1-2*f2 = 0, v));
Do(neff = %nsilica*sin(x));
Do(p=sqrt(%nsilica^2-neff^2));
Do(k=2*Pi/lambda);
Do(P6=plot(p,lambda=400..2000,y=0..0.9,axes=boxed,color=
"NiagaraNavy",gridlines,legend="Theorie",scaling=unconstrained
,tickmarks=[13,7]));
Do(%PlotNA=plots[display](P6,labels=['wavelength[nm]',
"NumericalAperture"],labeldirections=['horizontal','vertical']
));
end module;
```





## **Anhang C: Messprotokolle**

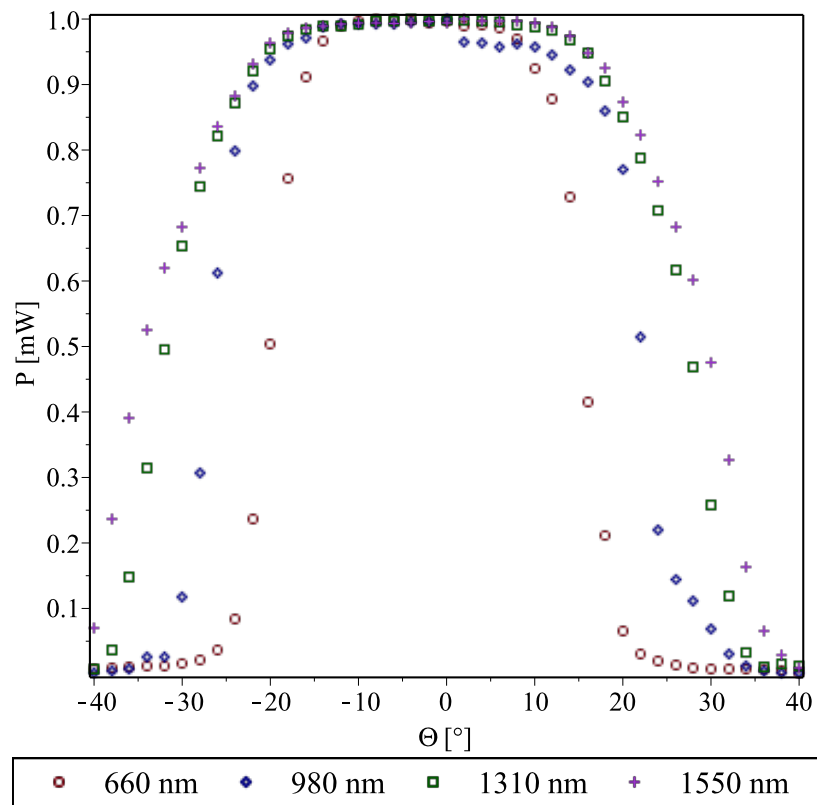
## Messprotokoll

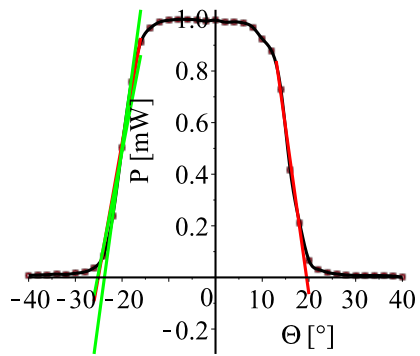
MSF-HNA\_0112201171000-1

Länge: 3m



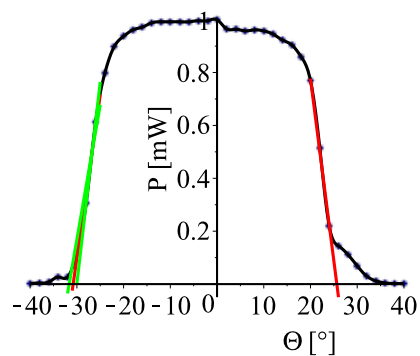
Data einlesen und darstellen





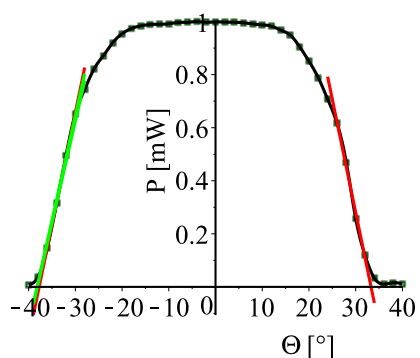
■ 660 nm

$\Phi = 25.0972222$   
 $NA = 0.4241555190$   
 $\Delta NA = 0.02543947340$



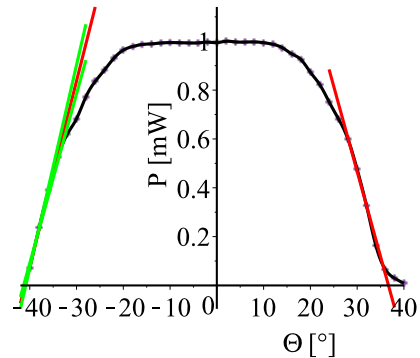
• 980 nm

$\Phi = 28.21959516$   
 $NA = 0.4728521432$   
 $\Delta NA = 0.02861438925$



■ 1310 nm

$\Phi = 35.51929970$   
 $NA = 0.5809771522$   
 $\Delta NA = 0.0002853238043$



• 1550 nm

$\Phi = 38.86648001$   
 $NA = 0.6275076513$   
 $\Delta NA = 0.008229331586$

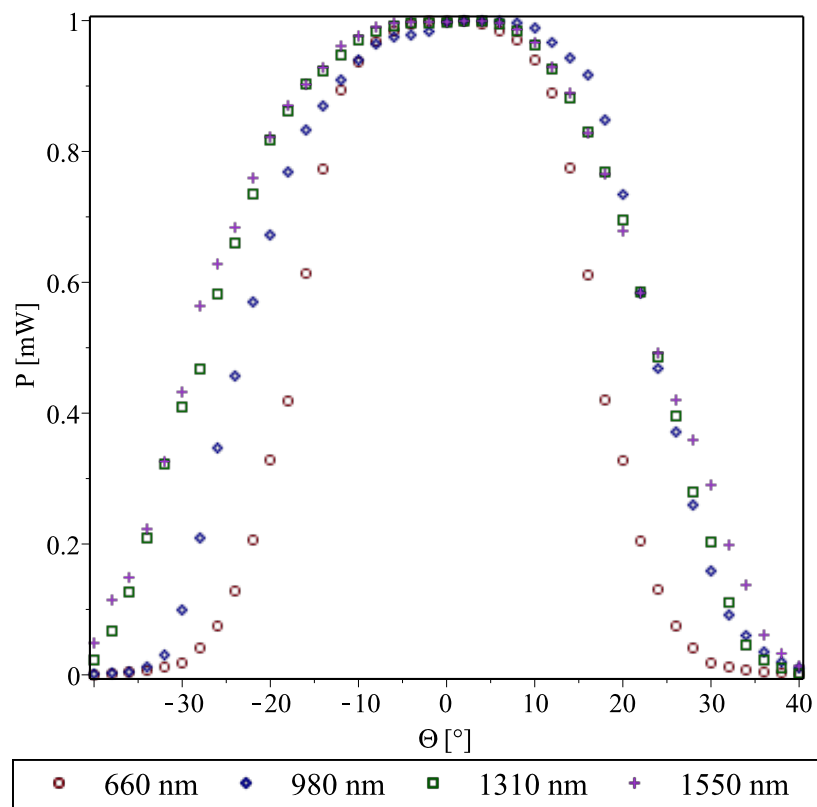
# Messprotokoll

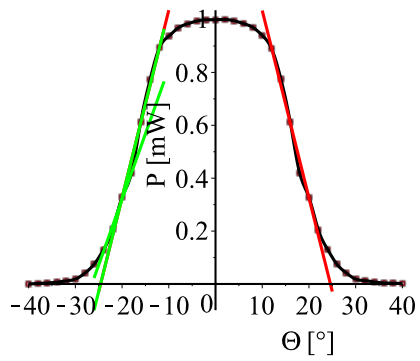
MSF-HNA\_0112201171000-1

Länge: 5m



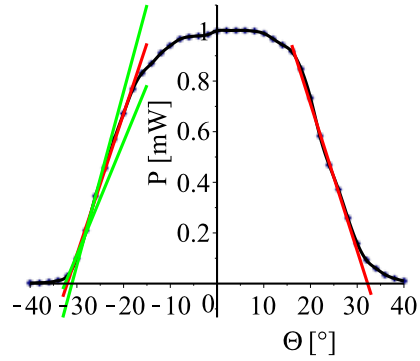
Data einlesen und darstellen





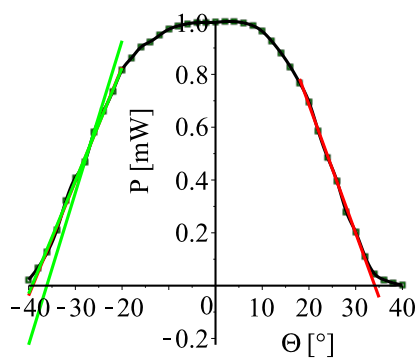
■ 660 nm

$\Phi = 24.60138862$   
 $NA = 0.4163028284$   
 $\Delta NA = 0.03239987522$



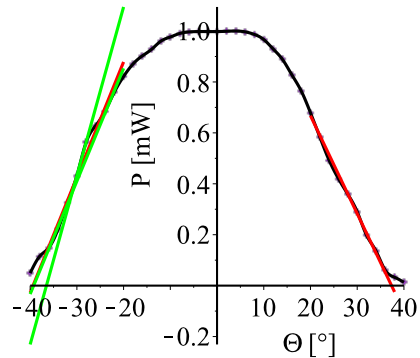
• 980 nm

$\Phi = 32.14851072$   
 $NA = 0.5321156231$   
 $\Delta NA = 0.02562479747$



■ 1310 nm

$\Phi = 36.60537016$   
 $NA = 0.5963001182$   
 $\Delta NA = 0.05548194504$



• 1550 nm

$\Phi = 38.37019227$   
 $NA = 0.6207399852$   
 $\Delta NA = 0.04772980323$

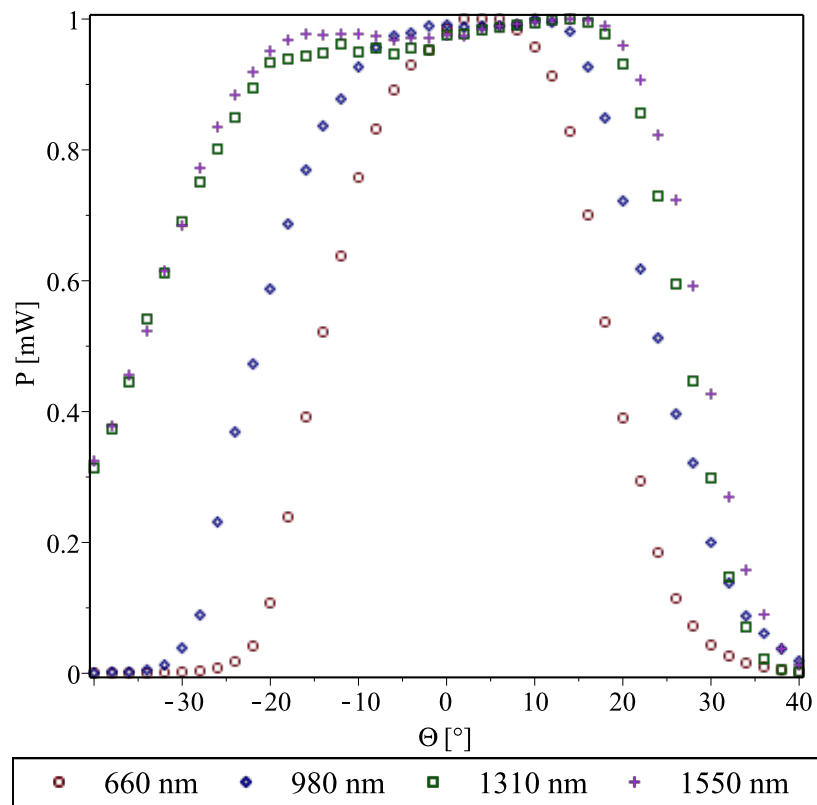
## Messprotokoll

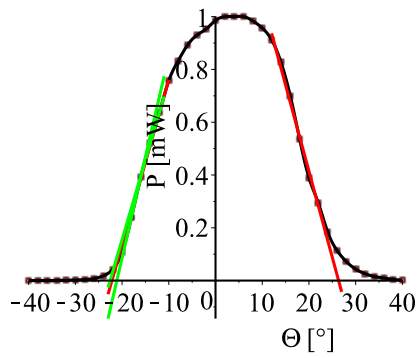
MSF-HNA\_0112201171000-1

Länge: 10m



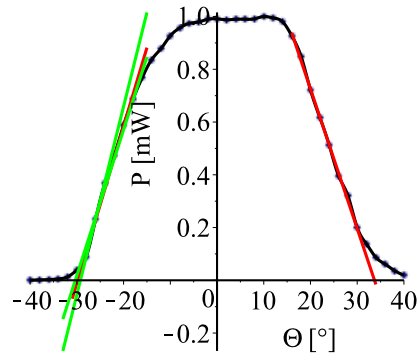
Data einlesen und darstellen





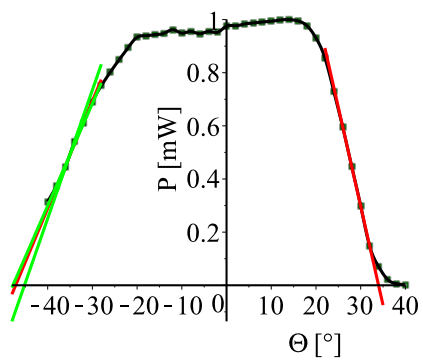
■ 660 nm

$\Phi = 22.17291066$   
 $NA = 0.3774029947$   
 $\Delta NA = 0.02529614772$



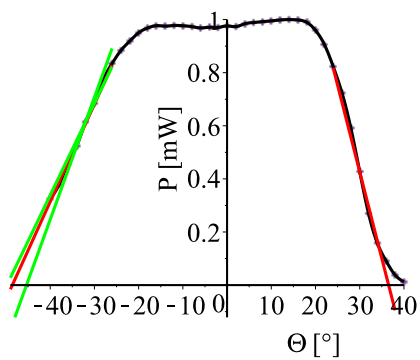
• 980 nm

$\Phi = 31.76289204$   
 $NA = 0.5264052468$   
 $\Delta NA = 0.01914929675$



■ 1310 nm

$\Phi = 40.57828546$   
 $NA = 0.6504864141$   
 $\Delta NA = 0.04501766172$



• 1550 nm

$\Phi = 42.55328191$   
 $NA = 0.6762755426$   
 $\Delta NA = 0.07725635854$

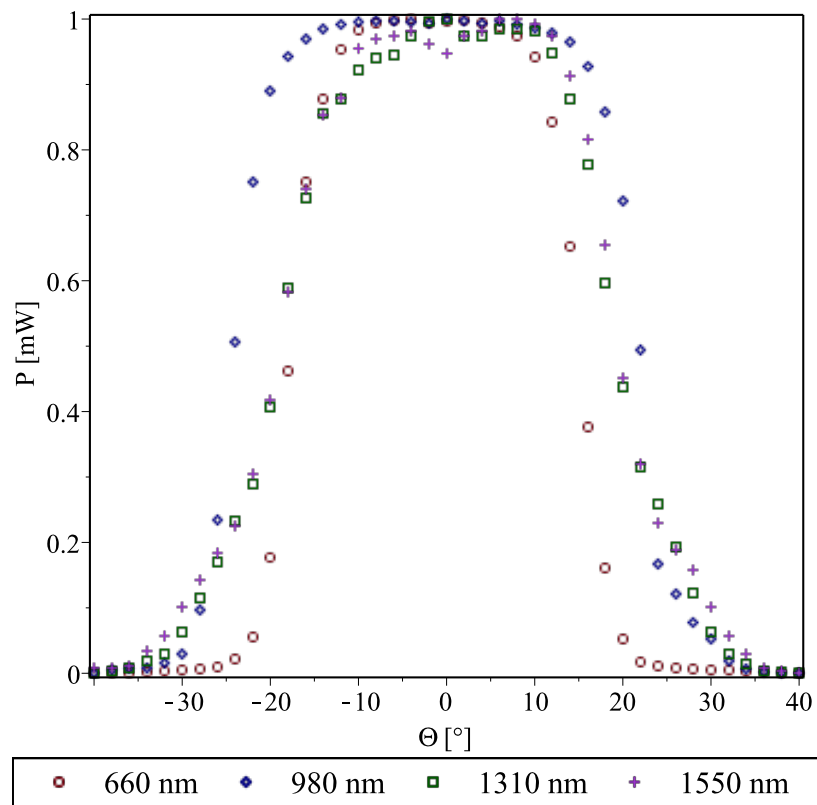
# Messprotokoll

MSF-HNA\_0112201171000-1

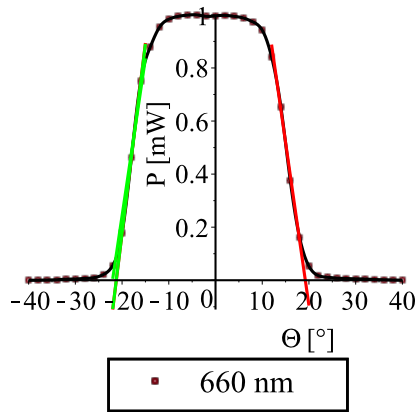
Länge: 20m



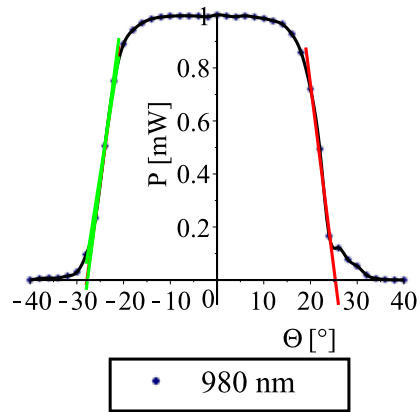
Data einlesen und darstellen



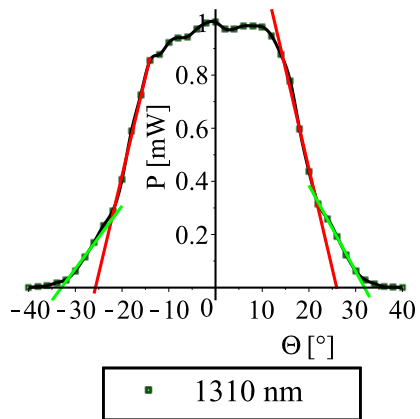




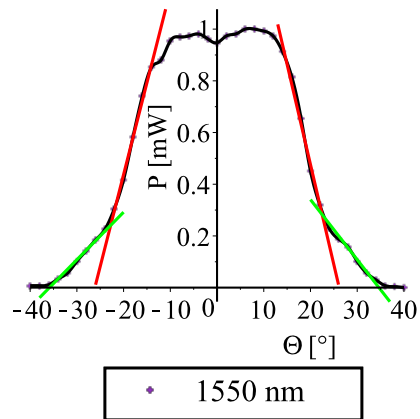
$\Phi = 21.23052464$   
 $NA = 0.3621212194$   
 $\Delta NA = 0.01407333363$



$\Phi = 26.58752673$   
 $NA = 0.4475644202$   
 $\Delta NA = 0.01438512415$



$\Phi = 25.82044335$   
 $NA = 0.4355523088$   
 $\Phi_1 = 32.43504464$



$\Phi = 26.15460780$   
 $NA = 0.4407948674$   
 $\Phi_1 = 35.26378634$

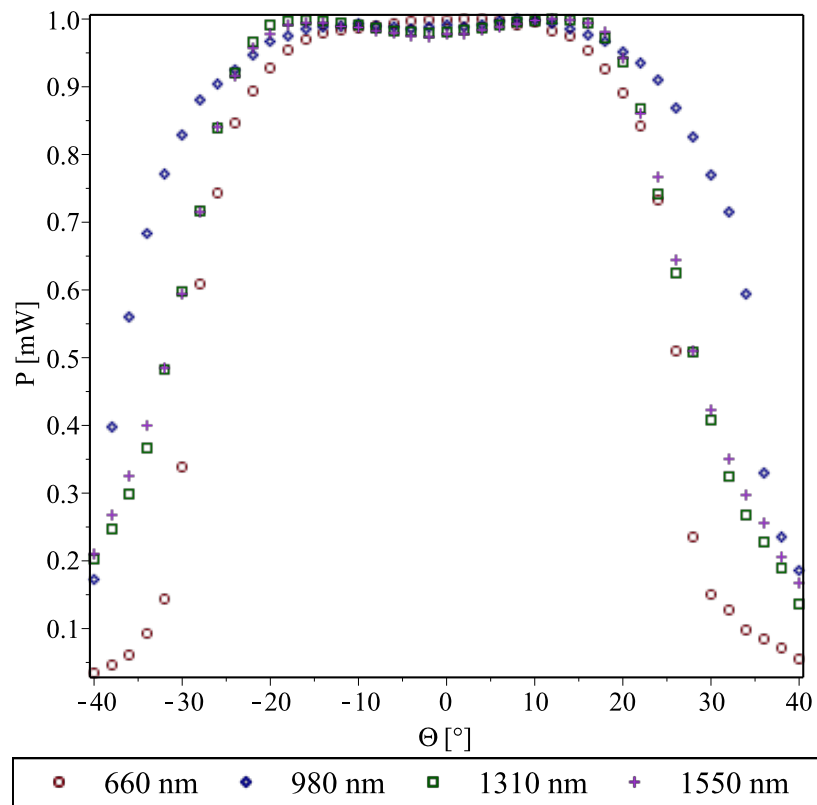
## Messprotokoll

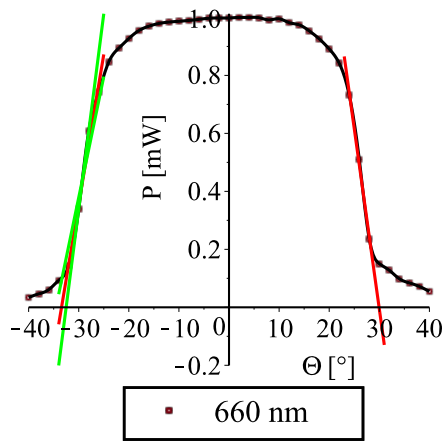
MSF-HNA\_0112201171000-2

Länge: 3m

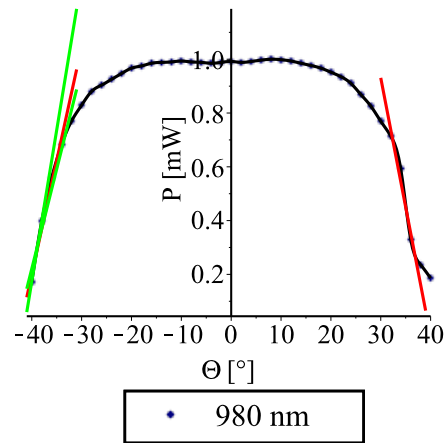


Data einlesen und darstellen

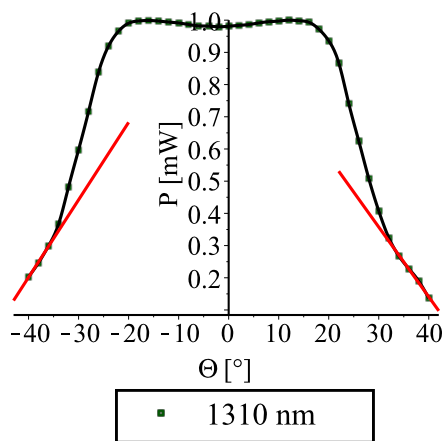




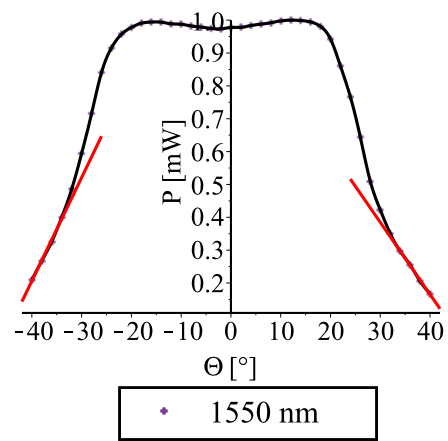
$\Phi = 33.43301326$   
 $NA = 0.5509616799$   
 $\Delta NA = 0.03542195263$



$\Phi = 41.01520570$   
 $NA = 0.6562592980$   
 $\Delta NA = 0.02523442833$



$\Phi = 47.43011200$   
 $NA = 0.7364527200$



$\Phi = 47.05295071$   
 $NA = 0.7319836677$

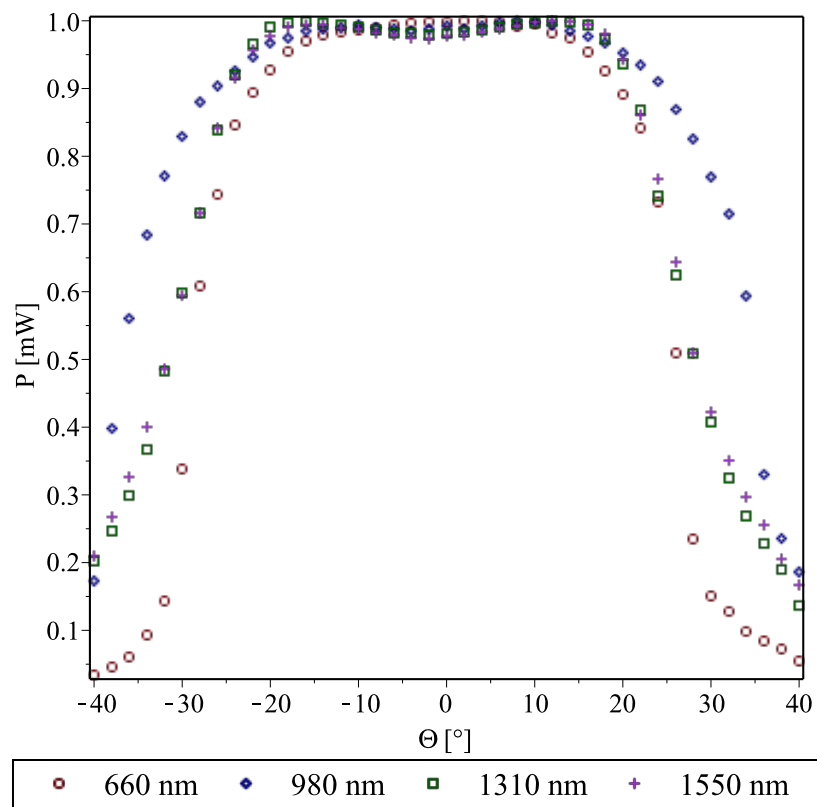
# Messprotokoll

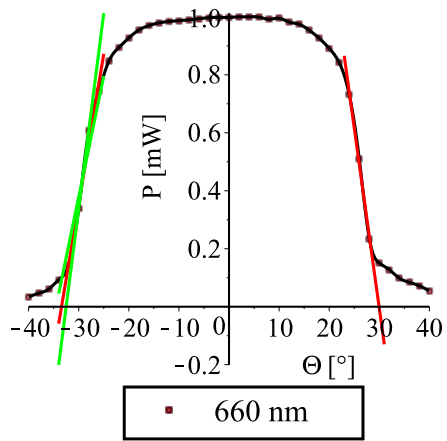
MSF-HNA\_0112201171000-2

Länge: 3m



Data einlesen und darstellen

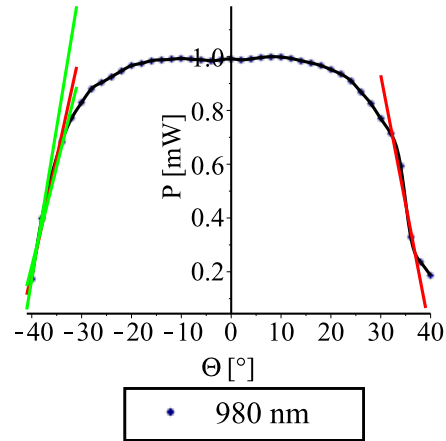




$$\Phi = 33.43301326$$

$$NA = 0.5509616799$$

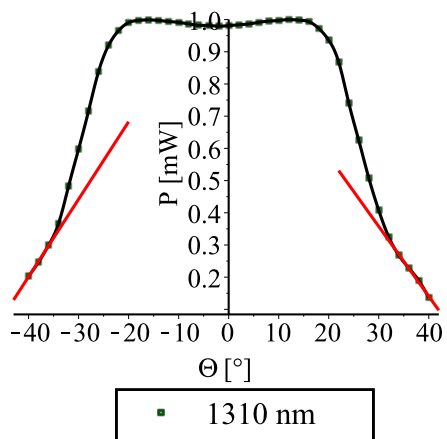
$$\text{delta}NA = 0.03542195263$$



$$\Phi = 41.01520570$$

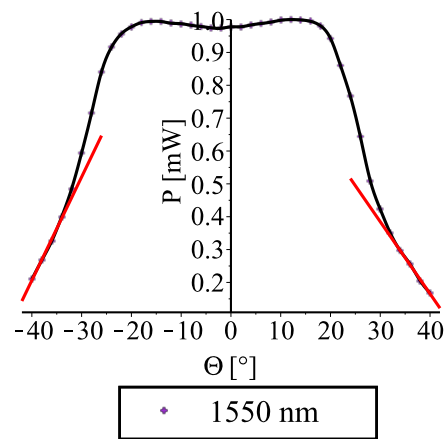
$$NA = 0.6562592980$$

$$\text{delta}NA = 0.02523442833$$



$$\Phi = 47.43011200$$

$$NA = 0.7364527200$$



$$\Phi = 47.05295071$$

$$NA = 0.7319836677$$

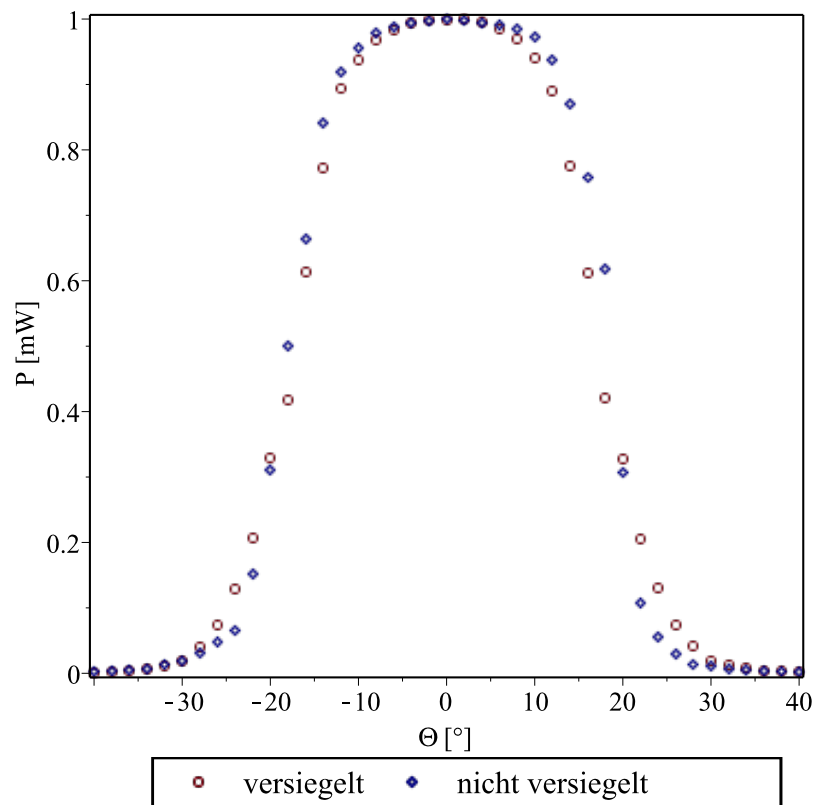
## Messprotokoll

MSF-HNA\_0112201171000-1

Länge: 5m

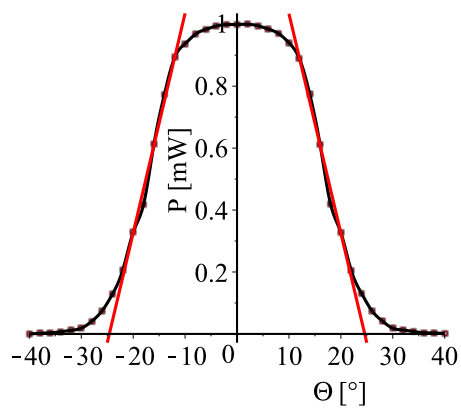


Data einlesen und darstellen





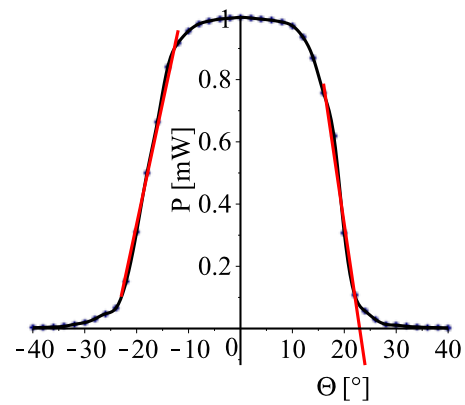
versiegelt



$$\Phi = 24.60138862$$
$$NA = 0.4163028284$$



nicht versiegelt



$$\Phi = 23.63575797$$
$$NA = 0.4009208513$$





## Literaturverzeichnis

- [ACHENBACH und COBB, 2003] ACHENBACH, C. P. und J. H. COBB (2003). *Computational Studies Of Light Acceptance And Propagation in Straight And Curved Multi-Mode Active Fibers*. Journal of Optics A, 5:239 – 249.
- [BIRKS et al., 1999] BIRKS, T. A., D. BIRKS, J. C. MOGILEVTSEV und P. KNIGHT (1999). *Dispersion Compensation Using Single-Material Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, 11(6):674,675,676.
- [BIRKS et al., 1997] BIRKS, T. A., J. C. KNIGHT und P. S. J. RUSSEL (1997). *Endlessly Single Mode Photonic Crystal Fiber*. Optics Letters, 2:961 – 963.
- [BOUWMANS et al., 2003] BOUWMANS, G., R. M. PERCIVAL, W. J. WADSWORTH, J. C. KNIGHT und P. S. J. RUSSEL (2003). *High Power Er:Yb Fiber Laser With Very High Numerical Aperture Pump-Cladding Waveguide*. Applied Physics Letters, 83:817 – 818.
- [BRECHET et al., 2000] BRECHET, F., J. MARCOU, D. PAGNOUX und P. ROY (2000). *Complete Analysis Of The Characteristics Of Propagation Into Photonic Crystal Fibers, By The Finite Element Meth.* Optical Fiber Technology, 6(2):181 – 191.
- [BROENG et al.] BROENG, J., D. MOGILEVSTEV, S. E. BARKOU und A. BJARKLEV. *Photonic Crystal Fibers: A New Class Of Optical Waveguide*. Optical Fiber Technology, 1999:305 – 330.
- [FERRANDO et al., 2000] FERRANDO, A., E. SILVESTRE, J. J. MIRET und P. ANDRES (2000). *Nearly Zero Ultraflattened Dispersion In Photonic Crystal Fibers*. Optics Letters, 25:790 – 792.
- [FERRANDO et al., 1999] FERRANDO, A., E. SILVESTRE, J. J. MIRET, P. ANDRES und M. V. ANDRES (1999). *Full-Vector Analysis Of A Realistic Photonic Crystal Fiber*. Optics Letters, 24:276 – 278.
- [FEUERMANN et al., 2002] FEUERMANN, D., J. M. GORDON und M. HULEIHIL (2002). *Light Leakage in Optical Fibers*. Solar Energy, 72:195 – 204.
- [FINK et al., 1998] FINK, YOEL, J. N. WINN, S. FAN, C. CHIPING, J. MICHEL, J. D. JOANNOPOULOS und E. L. THOMAS (1998). *A Dielectric Omnidirectional Reflector*. Science, 282(5394):1679.

- [FURUSAWA et al., 2001] FURUSAWA, K., A. MALINOWSKI, J. H. V. PRICE, T. M. MONRO, J. K. SAHU, J. NILSSON und D. J. RICHARDSON (2001). *Cladding Pumped Ytterbium-Doped Fiber Laser With Holey Inner And Outer Cladding*. Optics Express, 9:714 – 720.
- [GHOSH et al., 2000] GHOSH, R., A. KUMAR, J. P. MEUNIER und E. MARTIN (2000). *Modal Characteristics Of Few-Mode-Silica BAsed Photonic Crystal Fiber*. Journal Optics & Quantum Electronics, 32:963 – 970.
- [HÄHNEL, 2006] HÄHNEL, TORSTEN (2006). *Design von Photonischen Kristallfasern*.
- [HART et al., 2002] HART, SHANDON D., G. R. MASKALY, B. TEMELKURAN, P. H. PRI-DEAUX, J. D. JOANNOPOULOS und Y. FINK (2002). *External Reflection From Omnidirectional Dielectric Mirror Fibers*. Science, 296(5567):510–3.
- [HENKE, 2007] HENKE, PROFESSOR DR-ING HEINO (2007). *Elektromagnetische Felder - Theorie und Anwendung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [INOUE und OHTAKA, 2004] INOUE, KUON und K. OHTAKA (2004). *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications*. Springer.
- [ISSA, 2004] ISSA, NADER A. (2004). *High Numerical Aperture In Multimode Microstructured Optical Fibers*. Applied Optics, 43(33):6191 – 6197.
- [KLEIN et al., 2005] KLEIN, KARL-FRIEDRICH, H. S. ECKHARDT, C. VINCZE, S. GRIMM, J. KIRCHHOF, J. KOBELKE, J. CLARKIN und G. NELSON (2005). *High NA-fibers: silica-based fibers for new applications*. In: *Biomedical Optics 2005*, S. 30–41.
- [KNIGHT et al., 1998a] KNIGHT, J. C., T. A. BIRKS, R. F. CREGAN und P. S. J. RUSSEL (1998a). *Photonic Crystal As Optical Fibers - Physics and Applications*. Optical Mater, 11:143 – 151.
- [KNIGHT et al., 1998b] KNIGHT, J. C., T. A. BIRKS, R. F. CREGAN, P. S. J. RUSSEL und J. P. SANDRO (1998b). *Large Mode Area Photonic Crystal Fiber*. Elect. Letters, 34:1347 – 1348.
- [LIMPERT et al., 2003] LIMPERT, J., T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER und A. TÜNNERMANN (2003). *High-Power Air-Clad Large-Mode-Area Photonic Crystal Fiber Laser*. Optics Express, 11(7):818 – 823.
- [MANGAN et al., 2001] MANGAN, B. J., J. ARRIAGA, T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT und P. S. J. RUSSELL (2001). *Fundamental-mode Cutoff In A Photonic Crystal Fiber With A Depressed-Index Core*. Optics letters, 26(19):1469–71.

- [MARCATILI, 1973] MARCATILI, E. A. J. (1973). *Air Clad Optical Fiber Waveguide*.
- [MEDIIVILLA et al., 1998] MEDIIVILLA, E., S. ARRIBAS und F. WATSON (1998). *Fiber Optics In Astronomy*. Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 3.
- [MORTENSEN et al., 2003] MORTENSEN, N. A., M. D. NIELSEN, J. R. FOLKENBERG, A. PETERSSON und H. R. SIMONSEN (2003). *Improved Large-Mode Area Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fibers*. Optics Letters, 28(6):393 – 395.
- [MORTENSEN, 2002] MORTENSEN, NIELS ASGER (2002). *Effective Area Of Photonic Crystal Fibers*. Optics Express, 10(7):341 – 348.
- [NOLTING, 2001] NOLTING, WOLFGANG (2001). *Grundkurs Theoretische Physik 3*. Springer DE.
- [ORTIGOSA BLANCH et al., 2000] ORTIGOSA BLANCH, A., J. C. KNIGHT, W. J. WADSWORTH, J. ARRIAGA, B. J. MANGAN, T. A. BIRKS und P. S. J. RUSSELL (2000). *Highly birefringent photonic crystal fibers*. Optics letters, 25(18):1325–7.
- [POTTER, 1961] POTTER, R. J. (1961). *Transmission Properties Of Optical Fibers*. Journal of Opt. So. Am., 51:1079 – 1089.
- [QIU, 2001] QIU, M. (2001). *Analysis Of Guided Modes In Photonic Crystal Fibers Using The Finite Difference Time Domain Method*. Microwave, 30:327 – 330.
- [SAHU et al., 2001] SAHU, J. K., C. C. RENAUD, K. FURUSAWA, R. SELVAS, J. A. ALVAREZ-CHAVEZ, D. J. RICHARDSON und J. NILSSON (2001). *Jacketes Air-Clad Cladding Pumped Ytterbium-Doped Fiber Laser With Wide Tuning Range*. Electron. Letters, 37:1116 – 1117.
- [SCHUSTER et al.] SCHUSTER, KAY, J. KOBELKE, J. KIRCHHOF, C. AICHELE, K. MÖRL und A. B. WOJCIK. *High NA Fibers - A Comparison Of Optical, Thermal And Mechanical Properties Of Ultra Low Index Coated Fibers And Air Clad MOFs*.
- [SILVESTRE et al., 1998] SILVESTRE, E., J. J. MIRET, P. ANDRES und M. V. ANDRES (1998). *Biothonormal-Basis Method For The Description Of Optical Fiber Modes*. Journal of Lightwave Technology, 16:923 – 928.
- [SINHA und VARSHNEY, 1998] SINHA, R. K. und S. K. VARSHNEY (1998). *Dispersion Properties Of Photonic Crystal Fibers*. Optical, 1:135 – 136.
- [VARSHNEY und SINHA, 2002] VARSHNEY, SHAIENDRA K. und R. K. SINHA (2002). *Characterization Of Photonic Crystal Fibers From Far Field Measurements*. Journal of Microwaves and Optoelectronics, 2(6):32 – 42.

- [WADSWORTH et al., 2003] WADSWORTH, W. J., R. M. PERCIVAL, G. BOUWMANS, J. C. KNIGHT und P. S. J. RUSSEL (2003). *High Power Air-Clad Photonic Crystal Fiber Laser*. Optics Express, 11:48 – 53.
- [WADSWORTH et al., 2004] WADSWORTH, WILLIAM J., R. M. PERCIVAL, G. BOUWMANS, J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, T. D. HEDLEY und P. S. J. RUSSELL (2004). *Very High Numerical Aperture Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, 16(3):843 – 845.
- [ZHU und BROWN, 2002] ZHU, Z. und T. G. BROWN (2002). *Full Vectorial Finite Difference Analysis Of Microstructured Optical Fibers*. Optics Express, 10:853 – 864.

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, 18. Dezember 2013